

Aufbau und Charakterisierung einer Frisch-Gitterionisationskammer für die Spektroskopie niedrigster spezifischer Aktivitäten

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt der
der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

von

Felix Krüger
geboren am 29. November 1983 in Weimar

Eingereicht am 26.09.2013

Verteidigt am 19.12.2013

Die Dissertation wurde in der Zeit von September 2009 bis
September 2013 im Institut für Kern- und Teilchenphysik angefertigt.

Gutachter:

Prof. Kai Zuber, Technische Universität Dresden

Prof. Kai Thomas Brinkmann, Justus-Liebig-Universität Giessen

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Frisch-Gitterionisationskammer zum Messen kleinster spezifischer Alphaaktivitäten realisiert. Im konkreten Fall soll der Detektor dafür genutzt werden, die Halbwertszeit von ^{144}Nd erneut zu bestimmen. Da diese sehr lang ($T_{1/2} = (2.29 \pm 0.16) \cdot 10^{15}$ Jahre) und die Reichweite der emittierten Alphateilchen in Feststoffen sehr gering ist, können nur sehr dünne Proben untersucht werden. Die Fläche der Proben sollte sehr groß sein, um die nötige Aktivität zu erhalten. Im Vergleich haben sich Gitterionisationskammern als das geeignetste Detektorkonzept erwiesen. Es wurde eine Kammer realisiert, welche aus zwei Gitterionisationskammern mit geteilter Anode besteht. Mit Hilfe dieses Aufbaus ist es möglich den Detektornulleffekt zu reduzieren. Die Auslese der auf den Detektorelektroden induzierten Ladung erfolgt mit Hilfe eines Analog-Digital-Konverters. Die Auswertung der gewonnenen Daten wird vollständig nach der Messung durchgeführt. Anhand einer Pulsformanalyse können verschiedene Informationen über jedes, im Detektor stattgefundene, Ereignis gewonnen werden. So ist es möglich den Gitterdurchgriff und die damit verbundene Winkelabhängigkeit der Pulshöhen zu korrigieren und somit die Energieauflösung des Detektors zu verbessern. Es wird eine Energieauflösung von 0,86 % bei 5,1 MeV erreicht. Die Charakterisierung der Ereignisse wird außerdem für die Reduktion des Detektornulleffekts herangezogen. Aufgrund verschiedener Bedingungen, die für ein zu erwartendes Alphaereignis notwendig sind, kann ein Großteil der, die Messung störenden Ereignisse, unterdrückt werden. So kann der Nulleffekt im Energiebereich von 1 MeV bis 2,2 MeV von 435 Ereignissen pro Tag ohne Charakterisierung um etwa ein Faktor 20 auf 21,6 Ereignisse pro Tag mit Charakterisierung reduziert werden. Die Nachweiseffizienz wird davon nicht merklich beeinträchtigt. Für ausreichend lange Messzeiten ist eine Nachweisgrenze von weniger als 10 Ereignissen pro Tag zu erwarten. Für eine, für diesen Aufbau geeignete, Targetgeometrie ist mit etwa 50 Alphazerfällen des ^{144}Nd pro Tag zu rechnen. Mit einer Nachweiseffizienz von etwas unter 50 % sollte die Messung am ^{144}Nd gut möglich sein.

Abstract

The realization of this work was the usage of a Frisch grid ionization chamber for measuring the lowest specific alpha activity. In the practical case the detector should be used to remeasure the half life of ^{144}Nd . Only very thin targets can be used, due to the extreme long half life and the very short range of alpha particles in matter. The area of the samples must be big enough to get the required activity. In comparison gridded ionization chambers are the most practical devices. The chamber was realized in that way, that two gridded chambers shares a common anode. This could be used to minimize the detector background. The charge, which was induced in the detector electrodes, is acquired by an analog to digital converter. The full analysis of the data is done after the measurement. With the pulse form analysis it is possible to extract information about every event occurring in the detector. It is also possible to correct the grid inefficiency and the correlated angle dependence of the pulse height. This improves the energy resolution. A resolution of 0.86 % at 5.1 MeV is possible. The characterization of the events is also used for the suppression of the detector background. Due to different conditions for an assumed alpha event the majority of the events which disturbs the measurement could be removed. So it is possible to suppress the background in the range between 1 MeV to 2.2 MeV of 435 events per day without the characterization to 21.6 events per day with characterization, which is a factor of roughly 20. The detection efficiency is not noticeably effected. For sufficiently long measurements a lowest limit of detection of 10 counts per day is expectable. For a target geometry which can be used with this setup, about 50 alpha decays of ^{144}Nd per day will occur. With a detection efficiency a bit below 50 % the measurement on ^{144}Nd should be possible.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	7
1.1. Wahl des Detektorsystems	8
2. Methodische Grundlagen	15
2.1. Zählmessungen und statistische Methoden	15
2.1.1. Statistische Betrachtung der Ladungsträgerproduktion	17
2.2. Wechselwirkungen ionisierender Strahlung in Materie	18
2.3. Frisch-Gitterionisationskammern	20
2.3.1. Ionisation und Ladungsträgertransport in Gasen	21
2.3.2. Shockley–Ramo Theorem	23
2.3.3. Frisch-Gitter	23
2.3.4. Ausleseelektronik und Datenverarbeitung	25
2.3.5. Pulsform	26
3. Frisch-Gitterionisationskammer	29
3.1. Mechanischer Aufbau	29
3.1.1. Gitterparameter und Hochspannung	31
3.1.2. Gasversorgung	32
3.2. Ausleseelektronik und -software	33
3.3. Targets	35
4. Messung	39
4.1. Pulsformanalyse	39
4.1.1. Vorbereitender Daten für die Analyse	39
4.1.2. Bestimmung der Zeitkonstanten τ	42
4.1.3. Auflösung der Ausleseelektronik	43
4.1.4. Bestimmung des Gitterdurchgriffsfaktors	44
4.1.5. Bestimmung der Elektrondriftgeschwindigkeit im Zählgas	45
4.2. Bestimmen der optimalen Hochspannung	47
4.3. Pulshöhenrekonstruktion und GI-Korrektur	49
4.4. Kalibrierung	50
4.4.1. Energiekalibrierung	50
4.4.2. Langzeitstabilität	52
4.4.3. Effizienzkalibrierung	53
4.5. Aktive Untergrundreduzierung	54
4.5.1. Nulleffektmessung und Nachweisgrenze	57

5. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	63
A. Benutzung der Datenerfassungssoftware	67
A.1. <i>WaveDumpROOT</i>	67
A.2. <i>Datalogger</i>	68
B. Digitale Signalverarbeitung nach der Messung	69
C. Reichweite von Alphateilchen in P10	73
Literaturverzeichnis	74

1. Einleitung

Neutrinos spielen in der modernen Physik eine große Rolle. So ist eine aktuelle Aufgabenstellung die Suche nach dem neutrinolosen doppelten Betazerfall ($0\nu 2\beta$). Sollte dieser Zerfall wirklich möglich sein, könnte man verschiedene Fragen zur Natur der Neutrinos jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik beantworten. Ist das Neutrino ein Dirac- oder ein Majoranateilchen? Welche Massen haben die Neutrinos? Existieren rechtshändige geladene, schwache Ströme?

Anhand verschiedener Experimente konnte nachgewiesen werden, dass Neutrinos zwischen den möglichen drei Flavorzuständen oszillieren [Fog12]. Daraus lässt sich ableiten, dass Neutrinos eine Masse haben müssen. Dies widerspricht dem Standardmodell der Teilchenphysik, da dieses Neutrinos als masselos annimmt. Experimente zu Neutrinooszillationen machen zuletzt nur Aussagen über die Differenzen der Massenquadrate der einzelnen Neutrino flavors. Es bleibt die Frage nach den absoluten Massen der Neutrinos. So gibt es eine Reihe von Experimenten, die sich der Suche nach dem neutrinolosen doppelten Betazerfall widmen.

Beim doppelten Betazerfall wandeln sich zwei Neutronen eines Atomkerns unter Emission jeweils eines Elektrons und eines Antielektronenneutrinos in Protonen um. Dabei ändert sich die Massenzahl bei der Kernumwandlung nicht. Der Zerfall lässt sich im allgemeinen mit

$$2\nu 2\beta^- : (A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

beschreiben. Er ist nur dann beobachtbar, wenn der einfache Betazerfall verboten oder zumindest stark unterdrückt ist. Dies tritt auf, wenn der Tochterkern energetisch höher liegt. In der Natur gibt es 35 mögliche Doppelbetaisotope. Die Zerfälle sind äußerst selten und haben Halbwertszeiten in der Größenordnung von $T_{1/2} \approx 10^{20}$ Jahren [Bar10]. Ähnlich wie beim einfachen Betazerfall ist die Energieverteilung der Elektronen aufgrund der am Zerfall beteiligten Neutrinos kontinuierlich.

Neben dem neutrinobegleiteten Zerfall wäre noch der neutrinolose Zerfall denkbar. Sollte das Neutrino ein Majoranateilchen, also sein eigenes Antiteilchen sein, könnte das bei der Umwandlung des einen Neutrons freiwerdende rechtshändige Antineutrino direkt mit einem zweiten Neutron im gleichen Atomkern als linkshändiges Neutrino reagieren und somit nach der Reaktion nicht mehr zur Verfügung stehen. Folgender Zerfall wäre somit beobachtbar:

$$0\nu 2\beta^- : (A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (1.2)$$

Dabei ist die Summe der Energien der emittierten Elektronen scharf. Dieser Zerfall wäre extrem selten und ist bisher noch nicht beobachtet. Die oberen Grenzen auf die Halbwertszeiten aktueller Experimente liegen je nach Isotop im Bereich $T_{1/2} > 10^{21}$ bis $T_{1/2} > 10^{25}$ Jahren [Zub12].

Sollte dieser Zerfall nachgewiesen werden, könnte man aus der Halbwertszeit die effektive Majorana-

masse $\langle m_{ee} \rangle$ mit

$$\lambda = \frac{\ln 2}{(T_{1/2}^{0\nu})} = G_{0\nu} |M_{0\nu}|^2 \frac{\langle m_{ee} \rangle^2}{m_e^2} \quad (1.3)$$

bestimmen. Dabei ist $G_{0\nu}$ der Phasenraumfaktor, welcher im Wesentlichen von der im Zerfall frei werdenden Energie abhängt, m_e die Elektronenmasse und $M_{0\nu}$ ist das Kernmatrixelement für den $0\nu 2\beta$ -Zerfall.

Für die Suche nach diesem Zerfall ist es aufgrund der sehr langen Halbwertszeit notwendig, große Massen im Bereich mehrerer Kilogramm zu untersuchen, um ein paar wenige Zerfälle im Jahr zu beobachten. In [Zub12] findet man eine Zusammenstellung aller relevanten Doppelbetaisotope und die auf die entsprechenden Isotope spezialisierten Experimente.

Unter anderem wird das SNO+¹ Experiment nach dem Zerfall des Doppelbetaisotops ^{150}Nd ² suchen [Har12]. Dieses hat einen relativ hohen Q -Wert ($Q = 3371.38(20) \text{ keV}$ [Aud03]). Das Experiment befindet sich 2000 m tief in einer Nickelmine in der Nähe von Sudbury in Kanada. Dabei handelt es sich um ein Flüssigszintillationsexperiment, welches etwa 1 t natürliches Neodym, also 43 kg des Isotops ^{150}Nd , in 780 t Flüssigszintillator gelöst untersuchen wird. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass das zu untersuchende Isotop direkt im Detektormedium gelöst ist und somit hohe Nachweiseffizienzen zu erwarten sind. Ein Nachteil bei Messungen mit Szintillationsmaterialien ist die relativ schlechte Energieauflösung. So ist es entscheidend, dass der das Experiment störende Nulleffekt in der Peakregion so weit es geht reduziert wird. Da dies niemals vollständig zu realisieren ist, ist es notwendig, den Beitrag zur Restkomponente des Nulleffekts genau zu kennen, um diesen in ein gutes Untergrundmodell einfließen zu lassen.

Ein für das SNO+ Experiment dominierender Untergrundbeitrag, kommt aus dem im natürlichen Neodym zu 23,8 % vorhandenem ^{144}Nd . Dies ist ein Alpha-Emitter, welcher mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2}(^{144}\text{Nd}) = (2.29 \pm 0.16) \cdot 10^{15}$ Jahren [Son01] eine Ereignissrate von etwa 10 kBq im Detektor erzeugt. Die Alphaenergie ist mit $1830 \pm 15 \text{ keV}$ sehr gering und so ist ^{144}Nd nicht direkt am Untergrund im Bereich der Doppelbetaenergie beteiligt. Zufällige Summationen der Alphaereignisse mit zum Beispiel dem $2\nu 2\beta^-$ -Zerfall werden aber im Bereich der Signatur des neutrinolosen doppelten Betazerfalls erheblichen Untergrund liefern.

Um verlässliche Vorhersagen zum Beitrag des ^{144}Nd zu machen, besteht die Aufgabe die schon älteren Messungen der Halbwertszeit nochmals zu validieren. Da die Alphaspektroskopie an sehr langlebigen Isotopen mit geringen Energien die Möglichkeiten standardisierter Detektorsysteme übersteigt, ist es notwendig, ein Detektor zu bauen, welcher an diese spezielle Anforderung angepasst ist.

1.1. Wahl des Detektorsystems

Untersucht man ein Ensemble von N radioaktiven Isotopen, deren Zerfall sich mit

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.4)$$

beschreiben lässt, sind nach der Halbwertszeit $T_{1/2}$ genau die Hälfte der Ausgangskerne N_0 zerfallen. Die Zerfallskonstante λ ist abhängig vom Isotop und beschreibt die Wahrscheinlichkeit für eine Kern-

¹Sudbury Neutrino Observatory Plus Scintillator

²SNO+ ist im Verlauf dieser Arbeit auf ^{130}Te als Doppelbetaisotop umgestiegen.

umwandlung. Sie hängt wie folgt mit der Halbwertszeit zusammen.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.5)$$

Die Aktivität A macht Aussagen über die im zeitlichen Mittel stattgefundenen Zerfälle einer Quelle mit N Kernen.

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N = A_0 e^{-\lambda t} \quad (1.6)$$

A_0 ist die Aktivität zum Zeitpunkt $t = 0$.

Möchte man die Halbwertszeit messen, gibt es folgende Möglichkeiten. Man kann die Zeitabhängigkeit der Anzahl der Kerne untersuchen. Dies ist im Allgemeinen sehr schwierig. Die Halbwertszeit lässt sich auch über die zeitliche Veränderung der Aktivität bestimmen, was für sehr lange Halbwertszeiten ($T_{1/2} \gg t_{\text{Messung}}$) ebenfalls schwierig ist, da sich in diesem Fall die Aktivität nicht wesentlich ändert. So bleibt nur die Variante die Aktivität und die Anzahl der Kerne genau zu bestimmen.

Bei der Bestimmung kleinster Aktivitäten kann man ausnutzen, dass jedes Alpha-aktive Isotop Alpha-Teilchen mit für das Isotop spezifischen Energien emittiert. In spektroskopischen Messungen können diese Energien identifiziert werden. Somit lässt sich auch der Untergrund der Messung identifizieren und unterdrücken.

Des Weiteren sollten für solche Messungen die zu untersuchenden Massen möglichst groß sein, um eine möglichst hohe Aktivität der Probe zu erhalten. Dies ist für Alpha-spektroskopische Messungen genau abzuwägen, da Alphateilchen nur sehr geringe Reichweiten haben (siehe Abschnitt 2.2) und somit das Volumen der Probe nicht beliebig vergrößert werden kann. Die einzige Möglichkeit der Volumenvergrößerung besteht darin, die Probenflächen zu vergrößern.

Für die Anforderungen einer spektroskopischen Zählmessung kommen verschiedene Detektorvarianten in Frage, die nicht alle für den Nachweis niedrigster Aktivitäten geeignet sind. Im Folgenden werden diese vorgestellt und die Vor- und Nachteile bei der Spektroskopie kleinster Aktivitäten betrachtet.

Bei Szintillationsdetektoren handelt es sich um Detektoren, bei denen geladene Teilchen beim Durchgang durch das Szintillationsmedium die Atome oder Moleküle in angeregte Zustände versetzen. Beim Übergang der Elektronen der Atomhülle in den Grundzustand werden Photonen erzeugt. Diese haben Wellenlängen in der Größenordnung des sichtbaren Lichts und können mit geeigneten lichtempfindlichen Sensoren, zum Beispiel Sekundärelektronenvervielfachern (SEV), detektiert werden. So können Rückschlüsse auf die Teilchenenergie und Teilchenart gezogen werden. Für die Spektroskopie an Beta- und Alpha-aktiven Proben werden häufig Flüssigszintillationsdetektoren (LSC³) verwendet. Ein typischer Aufbau ist in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt. Das zu untersuchende Material wird zusammen mit dem Szintillatormaterial in einem aromatischen Lösungsmittel gelöst. Bei diesem Verfahren wird die Alpha- und Betastrahlung direkt da detektiert, wo sie entsteht. So kann man das Problem der Selbstabsorption in der Quelle oder der Abschwächung der Teilchenenergie durch Detektoreintrittsfenster umgehen. Da Alphateilchen eine sehr geringe Reichweite von nur wenigen μm aufweisen, kann man davon ausgehen, dass nahezu 100% dieser im Szintillator gestoppt werden. Die Lichtausbeute für Alphateilchen mit Energien weniger MeV ist so hoch, dass auch die Nachweiseffizienz bei etwa 100% liegt. Bei Geräten

³Liquid scintillation counting

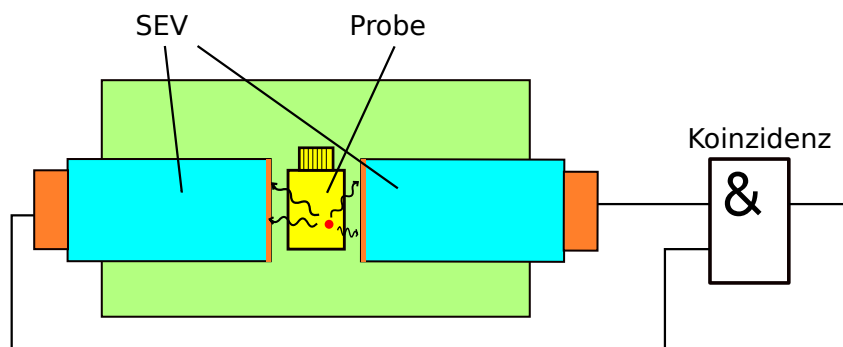


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau eines Flüssigszintillationszählers. Zwei in Koinzidenz betriebene Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) registrieren das durch ionisierende Strahlung entstandene Szintillationslicht.

wie den Quantulus⁴ werden die entstehenden Photonen mit Hilfe zweier in Koinzidenz betriebener SEV detektiert. So werden Ereignisse unterdrückt, welche nur aus dem Rauschen eines SEV's hervorgerufen werden. Die eigentliche Probe ist von einer passiven Abschirmung aus Blei und einer aktiven, welche aus einem weiteren mit zwei SEV ausgelesenen Flüssigszintillatortank besteht, umgeben. So können Ereignisse welche außerhalb der Probe auftreten, gut unterdrückt werden.

Der große Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, dass der Detektor im Prinzip beliebig skalierbar ist und so beliebig große Massen untersucht werden können. Für kommerzielle Systeme liegen die Massen im Bereich mehrerer 100 mg [Kos09]. Die Effizienz für alphaspektroskopische Untersuchungen liegt bei 100%. Ein entscheidender Nachteil ist die schlechte Energieauflösung. Sie liegt je nach verwendetem Szintillatormaterial bei 20% oder schlechter. So wird LSC meist nur für reine Zählmessungen herangezogen. Da aufgrund von *Quenching*-Effekten Betas deutlich mehr Licht erzeugen als Alphas mit gleicher Energie, kommt zum Untergrund, der durch die Alphas erzeugt wird, noch der durch Betastrahlung induzierte Untergrund. Des Weiteren muss das *Alphaquenching* für jedes Szintillationsmaterial neu gemessen werden. In der Arbeit [Kos09] ist der minimale Untergrund mit weniger als 0,15 Bq angegeben. Würde man 200 mg natürliches Neodym untersuchen, erwartet man eine Aktivität der Probe von etwa 2 mBq, was deutlich unter dem Untergrund des Detektors liegt. Damit scheidet das LSC für die Messung am Neodym aus.

Bei allen anderen Detektortypen muss eine Probe hergestellt werden, die das zu untersuchende Material auf einem Probenträger hält. Da Alpha-Teilchen in Feststoffen nur sehr geringe Reichweiten im Bereich weniger Mikrometer aufweisen (siehe Abschnitt 2.2), kann die Probe nur eine sehr geringe Dicke haben. Ist die Probe zu dick, kommt es zu Selbstabsorption, was eine spektroskopische Auswertung unmöglich machen kann. Für Alphas aus ¹⁴⁴Nd, welche besonders geringe Energien aufweisen, sind Dicken von 100 µg/cm² gerade noch akzeptabel.

Das für die Alphaspektroskopie am häufigsten verwendete Verfahren sind Messungen mit Silizium-Halbleiterdetektoren. Diese haben in den letzten Jahren einige Entwicklungen erfahren. Die derzeit am besten geeigneten Detektoren sind passivierte, ionimplantierte planare Siliziumdetektoren (PIPS⁵).

Bei diesen handelt es sich um einen p-n-Übergang eines dotierten Halbleiters, bei welchem eine Spannung von einigen 100 V in Sperrrichtung angelegt wird. Es entsteht eine Ladungsträgerverarmungszone,

⁴Ein kommerziell erhältlicher Flüssigszintillationsdetektoren der Firma PerkinElmer'

⁵Passivated Implanted Planar Silicon

welche sich durch den ganzen Detektor erstrecken kann. In dieser werden durch ionisierende Strahlung Elektron-Loch-Paare erzeugt, welche sich entsprechend ihrer Ladung zu den Elektroden bewegen. Die in den Elektroden induzierte Ladung ist ein Maß für die deponierte Energie der einfallenden Strahlung. Aufgrund der hohen Ladungsträgerproduktion im Silizium ist die Energieauflösung solcher Detektoren gut und liegt für Detektoren mit einer Fläche von 300 mm^2 bei etwa 17 keV für $5,486 \text{ MeV}$ (^{241}Am). Dies entspricht einer relativen Energieauflösung von $0,3\%$. Aufgrund dieser Tatsachen sind sie besonders gut für spektroskopische Anwendungen geeignet. Die Energieauflösung ist abhängig von der Detektorkapazität, welche mit der Detektorfläche skaliert. Die größten kommerziell erhältlichen Detektoren für spektroskopische Anwendungen haben eine Fläche von 1200 mm^2 und eine Energieauflösung von 32 keV für $5,486 \text{ MeV}$.

Für die spektroskopische Messung an Alpha-aktiven Proben werden sehr dünne Detektoren verwendet. Die Dicke dieser reicht gerade aus, um Alphas mit der am höchsten zu erwartenden Energie zu stoppen. Außerdem sollten die Eintrittsfenster sehr dünn gestaltet sein, so dass einfallende Alphas ihre gesamte Energie im sensitiven Bereich des Detektors deponieren können. Dies ist bei PIPS-Detektoren gewährleistet, bei welchen die Eintrittsfensterdicken aufgrund des Herstellungsverfahrens dünner als 500 \AA sind.

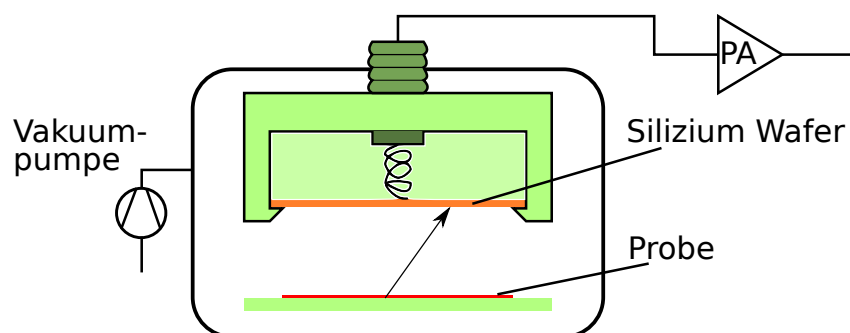


Abbildung 1.2: Schematischer Aufbau einer Kammer für die Alphaspektroskopie mit PIPS-Detektor. Die Ladung, welche an der Anode anliegt, wird mit einem ladungssensitiven Vorverstärker (PA) in einen Spannungspuls umgewandelt. Der Kammerdruck kann mit Hilfe einer Vakuumpumpe reduziert werden, um den Energieverlust der Alphas beim Durchdringen der Luft zu reduzieren. Üblicherweise lässt sich der Probenabstand zum Detektor variieren.

Die Nachweiseffizienz einer Anordnung wie in Abbildung 1.2 hängt vom Raumwinkel ab, unter welchem der Detektor die Probenfläche sieht. Werte dafür können mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden. Unter optimalen Bedingungen, also minimalem Abstand zwischen Detektor und Probe, können Nachweiseffizienzen von etwa 40% erreicht werden [Can11]. Mit steigendem Abstand sinkt diese aber schnell ab.

Für den Untergrund der Detektoren machen Hersteller Angaben von $Z = 0,05$ Ereignissen pro Stunde und cm^2 . Dieser Wert stimmt in etwa mit dem einer im Vorfeld gemachten Messung an PIPS-Detektoren im Niederniveau-Messlabor "Felsenkeller" überein. Im Untergrundspektrum in Abbildung 1.3 sieht man, dass der Untergrund nicht gleichverteilt ist und zu niedrigen Energien hin ansteigt. Für Energien niedriger als 1 MeV steigt dieser sehr stark um mehrere Größenordnungen an, was auf störende externe elektromagnetische Einflüsse der Alphakammer und der integrierten Elektronik zurückzuführen ist.

Ein Nachteil solcher Systeme liegt darin, dass die größten PIPS-Detektoren Flächen von gerade mal 1200 mm^2 aufweisen. Um die Detektorfläche und somit die maximal zu untersuchende Probenfläche zu

vergrößern, bleibt nur die Möglichkeit, mehrere Detektoren parallel zu betreiben. Ein weiteres Problem, welches bei der Spektroskopie extrem niedriger Aktivitäten auftreten kann, besteht darin, dass diese Art von Detektoren schlecht zu reinigen ist, da die Halbleiter beim mechanischen Bearbeiten der Oberflächen zerstört werden können. Da es nicht auszuschließen ist, dass beim Alphazerfall Rückstoßkerne entstehen, die selber wieder Alpha's emittieren, kann es passieren, dass nach langem Betrieb die Oberfläche des Detektors selbst kontaminiert ist. Diesen Effekt kann man durch Anlegen eines Gegenfelds vor dem Detektor unterdrücken, ist aber technologisch nicht sehr einfach. Desweiteren wird ein PIPS-Detektor als geschlossenes System geliefert, bei welchem im Nachhinein keine Materialien getauscht werden können. So ist eine Verbesserung des intrinsischen Detektoruntergrunds durch Austauschen kontaminierter Materialien nicht zu erwarten.

Dass sich Ionisationskammern für die Spektroskopie von Alpha-aktiven Proben eignen, ist schon lange bekannt. Das Prinzip dieser Kammern ist sehr einfach. Beim Durchgang von ionisierender Strahlung durch das Zählgas der Kammer hinterlässt dieses freie Ladungsträgerpaare in Form von Elektronen und ionisierten Gasmolekülen. Durch ein elektrisches Feld werden diese dann entsprechend ihrer Ladung, ähnlich wie beim Halbleiterdetektor, zu den Elektroden hin beschleunigt. Die auf den Elektroden induzierte Ladung ist ein Maß für die im Zählgas deponierte Energie. Um die Detektoreigenschaften zu verbessern, können neben der Kathode und Anode noch zusätzliche Elektroden eingebracht werden. Auf die Funktionsweise von Frisch-Gitterionisationskammern wird in Kapitel 2 noch einmal genauer eingegangen. Aufgrund ihres einfachen Aufbaus und der Möglichkeit diesen beliebig zu skalieren, eignen sich diese Detektoren sehr gut für die Spektroskopie kleinster Aktivitäten. Man hat einige Freiheiten bei der Materialauswahl und kann somit für den Bau auf Materialien mit besonders geringer Eigenaktivität zurückgreifen. Des Weiteren lassen sich, im Vergleich zu Halbleiterdetektoren, diese Kammern leicht reinigen. Die Energieauflösung einer für Alphaspektroskopie optimierten Frisch-Gitterionisationskammer liegt, je nach Gasart und Vorverstärker, im Bereich zwischen 0,5 - 1 % bei 5,15 MeV [Kno00]. Bei modernen Kammern werden die Pulsformen am Ausgang des Vorverstärkers mit einem schnellen Analog-Digitalwandler erfasst. So sind neben Informationen zur Pulshöhe als Äquivalent zur Energie auch Informationen über Emissionswinkel aus der Probe und zum Entstehungsort der erzeugten Ladung zugänglich.

Eine bereits existierende Kammer der Firma MAB-Solutions, welche Teil der Radiochemie des Helmholtz Zentrum Dresden Rossendorf ist, hat einen maximalen Probendurchmesser von 20 cm. Beim Bau dieser Kammer wurde besonderen Wert auf die Auswahl der verbauten Materialien gelegt. Bei der Rossendorfer Kammer ist der Untergrund sehr gering. Man erwartet ähnlich wie bei PIPS Detektoren eine Untergrundzählrate von 0.05 Ereignissen pro Stunde und cm^2 . In Abbildung 1.3 sind die auf die Detektorfläche normierten Nulleffektspektren der Gitterionisationskammer und eines PIPS-Detektors, welcher im Niederniveau Messlabor Felsenkeller betrieben wurde, aufgetragen. Man erkennt, dass die Nulleffektzählrate zu niedrigen Energien ansteigt. Speziell bei der Gitterionisationskammer werden alle Ereignisse unter 1 MeV verworfen, da sie für den üblichen Bereich der Alphaspektroskopie nicht benötigt werden. Diese bereits existierende Kammer ist nach damaligem Stand der Technik an eine analoge Ausleseelektronik angeschlossen. Das heißt, dass noch keine Pulsformanalyse möglich ist und somit der Untergrund für neuere Aufbauten eventuell noch weiter reduziert werden kann.

Da Ionisationskammern mit Zählgas arbeiten und dieses für einen optimalen Betrieb immer erneuert werden muss, gibt es zwei Möglichkeiten lange Messzeiten zu gewährleisten. Zum einen kann man die

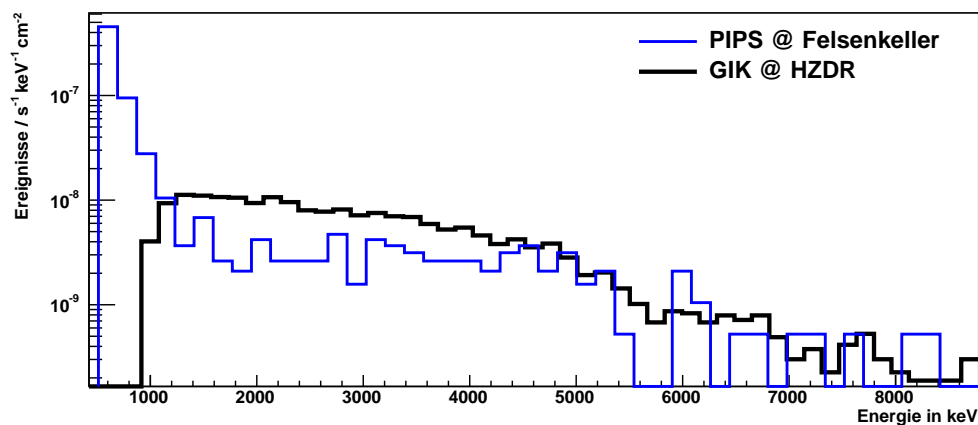


Abbildung 1.3: Zum Vergleich die Nulleffektspektren einer Gitterionisationskammer und eines 300 mm² PIPS Detektor auf die Detektorfläche normiert. Der Nulleffekt steigt zu niedrigen Energien hin an. Der sehr starke Anstieg des PIPS Detektors für Energien < 1 MeV ist auf elektro-magnetische Einstreuung in der Elektronik zurückzuführen. Bei der Gitterionisationskammer werden alle Ereignisse unter 1 MeV verworfen.

Messung in viele Messungen unterteilen und zwischen den Messungen das Gas wechseln. Zum anderen gibt es die Möglichkeit einen kontinuierlichen Gasaustausch zu realisieren.

Vergleicht man den Nulleffekt von PIPS-Detektoren und den von Gitterionisationskammern liegen diese in einer ähnlichen Größenordnung. Auch die Energieauflösung ist bei beiden Verfahren etwa gleich und somit kann man beide Möglichkeiten für die spektroskopische Zählmessung zur Bestimmung der Halbwertszeit von ¹⁴⁴Nd in Betracht ziehen. Geht man von einer Probenfläche von 300 cm² aus, sind etwa 360 Untergrundereignisse pro Tag im Bereich von 1 MeV bis 2 MeV zu erwarten. Bei einer Messdauer für den Nulleffekt und die Messung der Probe von jeweils etwa 30 Tagen erreicht man eine Nachweisgrenze von circa 15 Ereignissen pro Tag (man vergleiche dazu Abschnitt 2.1.1). Eine Probe aus natürlichem Neodym mit einer Flächenmasse von 100 µg/cm² und einer Fläche von 300 cm² hat etwa eine Aktivität von 30 Ereignissen pro Tag. Mit einer Nachweiseffizienz von 40 % könnte mit den beschriebenen Detektoren die Halbwertszeit gerade noch bestimmt werden. Um die Aktivität der Proben zu steigern, kann man angereichertes ¹⁴⁴Nd zur Probenherstellung verwenden.

Fazit: Aufgrund der bisherigen Betrachtungen bezüglich des Detektorsystems zur Messung geringster Aktivitäten fiel die Wahl auf den Bau einer Frisch-Gitterionisationskammer. Diese sind mit relativ wenig Aufwand und relativ preisgünstig herzustellen. Die Materialien können zu Gunsten einer geringen Eigenaktivität des Detektors ausgewählt werden. Des Weiteren besteht die Möglichkeit durch eine geeignete Datenerfassung mit schnellen Analog-Digital-Wandlern den Untergrund noch weiter zu reduzieren, in dem nach der Messung eine Pulsformanalyse durchgeführt wird.

2. Methodische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen, die für den Bau und Betrieb einer Frisch-Gitterionisationskammer wichtig sind, vorgestellt. Dazu gehören die statistische Auswertung von Zählmessung und der Zusammenhang zwischen Ladungsträgerproduktion und Energieauflösung, die Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie und die Funktionsweise einer Gitterionisationskammer. Insbesondere werden die Ionisationsprozesse in Gasen, die Arbeitsweise eines Frisch-Gitters und dessen Dimensionierung, als auch die Grundlagen der Signalerfassung und die Datenauswertung zur Ermittlung der im Detektor deponierten Energie beleuchtet.

2.1. Zählmessungen und statistische Methoden

Da der Kernzerfall ein zufälliger Vorgang ist, soll im Folgenden auf die statistischen Grundlagen für die Auswertung von Messungen an Kernzerfällen eingegangen werden. Außerdem wird die Nachweisgrenze eingeführt. Sie stellt eine wichtige Größe für Messungen mit niedrigsten Aktivitäten dar.

Zur Beschreibung von statistischen Prozessen, welche sich mit einer Wahrscheinlichkeit $p(t)$ für das Eintreten eines Ereignisses zur Zeit t beschreiben lassen, ist die Binomialverteilung heranzuziehen. Im konkreten Fall der Kernzerfälle gibt es nur zwei Zustände: Der Kern A ist mit der Wahrscheinlichkeit

$$p_A(t) = e^{-\lambda t} \quad (2.1)$$

noch nicht zerfallen oder der Kern ist mit $p_B(t) = 1 - p_A(t)$ in seine Tochter B zerfallen. λ ist hierbei die Zerfallskonstante. Es lässt sich die Wahrscheinlichkeit dafür, dass nach einer Zeit t von N genau z Kerne zerfallen sind, wie folgt formulieren:

$$p_z(t) = \frac{N!}{z!(N-z)!} (1 - e^{-\lambda t})^z e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

Da N bei üblichen Messungen im Bereich 10^{23} Kerne liegt, ist eine Berechnung der Wahrscheinlichkeiten praktisch unmöglich. Gilt $\lambda t \ll 1$, ist also die Beobachtungszeit kurz im Vergleich zur Halbwertszeit der beobachteten Kerne, kann man die Binomialverteilung durch eine Poissonverteilung approximieren:

$$p_z(t) = \frac{\mu_z^z}{z!} e^{-\mu_z} \quad (2.3)$$

Diese ist nun nicht mehr von N abhängig, sondern lässt sich mit dem Mittelwert der Verteilung

$$\mu_z = N(1 - e^{-\lambda t}) \approx N\lambda t \quad (2.4)$$

vollständig formulieren. Ist der Mittelwert groß ($\mu_z > 20$), lässt sich das Problem für praktische Anwen-

dung hinreichend genau mit der Normalverteilung beschreiben:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.5)$$

Aus Poisson- und Normalverteilung ergibt sich für die Standardabweichung der Zählmessung:

$$\sigma^2 = \mu \quad (2.6)$$

Das bedeutet, ist die Zahl der eingetretenen Ereignisse bekannt, ist sofort auch die statistische Messunsicherheit dafür bekannt.

Bei Messungen von niedrigsten Aktivitäten, also Messungen bei denen der Nulleffekt der Messung in der Größenordnung des Messeffekts liegt, sollte man beurteilen können, ab welchem Messeffekt die Messung überhaupt als signifikant betrachtet werden kann. Da bei der Spektroskopie von langlebigen Alpha-Isotopen eben genau dies der Fall ist, werden hier kurz die wichtigsten Konzepte vorgestellt. Das folgende Verfahren orientiert sich an den Ausführungen aus [Beu93] und [Wei71].

Zur Bestimmung der kleinsten messbaren Nettoimpulsrate Z , die sich aus der Differenz von Messeffekt Z_g und Untergrund Z_0 ergibt, also $Z = Z_g - Z_0$, kann man die Erkennungsgrenze Ξ einführen. Diese ist über den Fehler erster Art folgendermaßen definiert:

$$P(Z \geq \Xi \mid \tilde{Z} = 0) = \alpha \quad (2.7)$$

α gibt hier die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass unter Annahme der Nullhypothese $\tilde{Z} = 0$ gerade ein Wert über Ξ gemessen wird. α ist also die Wahrscheinlichkeit dafür, die Nullhypothese fälschlicher Weise zu verwerfen. Abbildung 2.1 verdeutlicht dies noch einmal. Die Erkennungsgrenze lässt eine Aussage zu, ob unter den registrierten Ereignissen interessierende Ereignisse zu finden sind, macht aber keine Aussagen über die minimal zu messende Nettoimpulsrate. Dazu muss noch eine weitere Forderung gestellt werden.

$$P(Z < \Xi \mid \tilde{Z} = \tilde{Z}_{min}) = \beta \quad (2.8)$$

Unter der Voraussetzung, dass der wahre Wert für \tilde{Z} gerade \tilde{Z}_{min} ist, beschreibt β die Wahrscheinlichkeit dafür einen Messwert unter der Erkennungsgrenze zu finden. Dies nennt man den Fehler zweiter Art. Z_{min} bezeichnet die Nachweisgrenze und macht Aussagen über die minimal mögliche Nettoimpulsrate, die man unter den obigen Bedingungen gerade noch messen kann. Unter der Annahme $t_g Z_0 > 50$, also genügend Ereignisse um mit Gaußverteilungen zu rechnen, ergibt sich für die Berechnung der Nachweisgrenze folgender Ausdruck, auf deren Herleitung an dieser Stelle nicht eingegangen werden soll [Wei71].

$$Z_{min} \approx (u_{1-\alpha} + u_{1-\beta}) \sqrt{\frac{Z_0}{t_g} \left(1 + \frac{t_g}{t_0}\right)} \quad (2.9)$$

t_0 und t_g sind die Messzeiten für die Untergrundmessung bzw. für die eigentliche Messung. $u_{1-\alpha}$ und $u_{1-\beta}$ sind die Quantile zur statistischen Sicherheit der Normalverteilung. Diese lassen sich aus Tabellen ermitteln. In [Beu93] wird empfohlen mit $\alpha = \beta = 0.025$ zu arbeiten, für die $u_{1-\alpha} = u_{1-\beta} = 1,96$ gilt.

Man kann leicht erkennen, dass zum Verbessern der Nachweisgrenze einmal die Messzeit verlängert oder der Untergrund des Systems verringert werden muss. Beide Größen tragen mit ihrer Wurzel zur

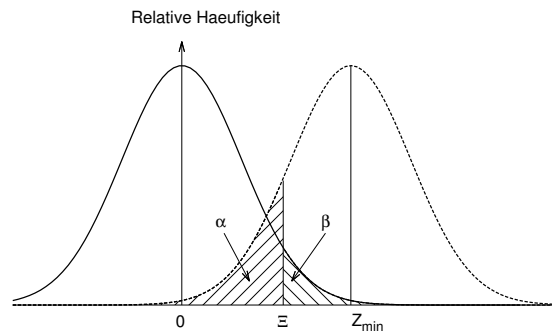


Abbildung 2.1: Veranschaulichung des Fehlers erster und zweiter Art, deren Wahrscheinlichkeiten sich mit α und β beschreiben lassen.

Nachweisgrenze bei. So ist eine genaue Planung der Messung erforderlich, da eine Optimierung der Größen oft Einschränkungen unterliegt.

2.1.1. Statistische Betrachtung der Ladungsträgerproduktion

Mit statistischen Verfahren lassen sich nicht nur Aussagen über Zählmessungen machen, sondern unter anderem auch zum Zusammenhang zwischen Energieauflösung eines Detektors und der bei der Detektion erzeugten Anzahl an Ladungsträgern bzw. Photonen. Die Produktion von Ladungsträgern in Detektoren oder die Emission von Photonen in Szintillationsdetektoren unterliegt zufälligen Fluktuationen. Im Folgenden werden nur erzeugte Ladungsträger betrachtet, deren Entstehung im Abschnitt 2.3.1 erklärt wird.

Geht man davon aus, dass die Erzeugung von Ladungsträgern den Bedingungen eines Poissonprozesses genügen, lässt sich daraus schließen, dass die Fluktuation der im Mittel erzeugten Ladungsträger N mit

$$\sigma = \sqrt{N} \quad (2.10)$$

beschrieben werden kann. Betrachtet man nun die Energieauflösung des Detektors, die sich über die Halbwertsbreite (FWHM) der Normalverteilung definiert,

$$R_{\text{Poisson}} = \frac{FWHM}{N} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\sqrt{N}}{N} \approx \frac{2.35}{\sqrt{N}} \quad (2.11)$$

kann man sehen, dass sich die Auflösung mit steigendem N verbessert. Das heißt die Energieauflösung hängt einmal von der Art des Detektors ab, also wie viele Ladungsträger pro Energie erzeugt werden, und zum anderen von der Energie der zu detektierenden Teilchen, wenn man davon ausgeht, dass die Ladungsträgerproduktion linear über den ganzen Energiebereich ist. Bei einigen Detektoren kann man Energieauflösungen finden, die geringer sind als die aus der statistischen Vorhersage. So ist die für diese Betrachtung zugrundeliegende Poissonverteilung nicht immer korrekt, da die Produktion der Ladungsträger nicht immer unabhängig voneinander ist. Um diesen Fakt gerecht zu werden, führt man den Fano-

faktor ein. Er ist wie folgt definiert:

$$F = \frac{\text{FWHM}_{exp}}{\text{FWHM}_{Poisson}} \quad (2.12)$$

Der Wert für F hängt stark vom Detektor ab. Für Halbleiter und Gasdetektoren kann er kleiner sein als eins. Bei anderen Detektoren wie Szintillationsdetektoren findet man Fanofaktoren von etwa eins [Kno00].

2.2. Wechselwirkungen ionisierender Strahlung in Materie

Da die Funktionsweise jedes Strahlungsdetektors von den Wechselwirkungen der zu detektierenden Strahlung im Detektormedium abhängt, folgen hier ein paar grundlegende Informationen zur Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie. Man unterscheidet direkt und indirekt ionisierende Strahlung.

An der direkten Ionisation sind alle geladenen Teilchen wie α , β , Protonen und andere beteiligt. Passieren sie einen Stoff, wechselwirken diese aufgrund ihrer Ladung mit den Atomen. Bei inelastischen Stößen mit den Hüllenelektronen des Atoms wird das Atom ionisiert oder angeregt. Den dadurch verursachten Energieverlust nennt man Ionisationsbremsung. Elastische Stöße mit den Hüllenelektronen spielen nur bei geringen Energien eine Rolle. Wechselwirken geladene Teilchen mit den Atomkernen des Materials, können diese entweder elastisch sein, die Teilchenenergie ändert sich je nach Stoßpartner kaum, oder inelastisch. Bei inelastischen Stößen mit dem Coulombfeld des Atomkerns werden die Teilchen stark abgebremst und es entsteht Bremsstrahlung. Der Einfluss dieses Effekts spielt nur für sehr hohe Teilchenenergien eine Rolle.

Der indirekt ionisierenden Strahlung ordnet man alle ungeladenen Teilchen zu. Die wichtigsten Vertreter sind das Neutron und das Photon. Diese setzen energiereiche geladene, sekundäre Teilchen frei oder lösen Kernreaktionen aus. Die Photonen sind dabei folgenden Wechselwirkungen ausgesetzt. Beim Photoeffekt wird die gesamte Energie des Photons auf ein Hüllenelektron übertragen und dieses aus der Atomhülle herausgeschlagen. Dieser Effekt ist für niedrige Energien dominant. Die Energien müssen jedoch größer sein als die Bindungsenergien der Elektronen (wenige keV) der inneren Schalen. Streuen Photonen an quasifreien Elektronen, wird ein Teil der Photonenergie auf das Elektron übertragen. Dies wird als Comptoneffekt bezeichnet. Übersteigt die Photonenergie die doppelte Ruheenergie des Elektrons ($E_\gamma > 1022 \text{ keV}$), kann sich das Photon im Coulombfeld des Kerns in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln. Bei sehr hohen Photonenergien kann das Photon, ähnlich wie beim Photoeffekt, Nukleonen aus dem Atomkern herausschlagen. Das Photon gibt dabei seine komplette Energie an das Nukleon ab.

Das Neutron wechselwirkt aufgrund der fehlenden Ladung kaum mit den Hüllenelektronen. So spielen nur Wechselwirkungsprozesse mit dem Atomkern eine Rolle. Das Neutron kann entweder elastisch oder inelastisch an den Atomkernen streuen. Bei der inelastischen Streuung werden Kerne angeregt, welche über die Emission von γ -Strahlung in den Grundzustand zurückkehren. Außerdem ist es möglich, dass das Neutron bei Kernreaktionen vom Kern absorbiert wird.

Da Alphateilchen zweifach positiv geladen sind, ist die für die Energieabgabe an das Detektormedium wichtigste Wechselwirkung die Ionisationsbremsung. Damit das Alphateilchen seine Energie komplett abgibt, muss es vielen Kollisionen, elastisch oder inelastisch, ausgesetzt sein. Diese Kollisionen ändern die Bewegungsrichtung der Alphateilchen kaum und der Energieübertrag ist sehr gering. Der maximal

mögliche Energieübertrag einer Kollision liegt bei etwa $1/500$ [Kno00] der Teilchenenergie pro Nukleon. So ist es für die Beschreibung des Abbremsvorgangs geeigneter den spezifischen Energieverlust einzuführen. Dieser lässt sich für alle geladenen Teilchen mit der Bethe-Bloch-Gleichung (nichtrelativistische Näherung mit $\beta = v/c \ll 1$) beschreiben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 n_e}{4\pi\epsilon_0 v^2 m_e} \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{\langle E_B^{(e)} \rangle} \right\} \quad (2.13)$$

Darin sind m_e die Elektronenmasse, n_e die Elektronendichte im Bremsmedium, ze die Ladung der passierenden Teilchens, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Das mittlere Anregungspotential $\langle E_B^{(e)} \rangle$ ist vom Medium abhängig. Abbildung 2.2 zeigt den spezifische Energieverlust für verschiedene geladene Teilchen in Luft. Man erkennt den Einfluss der Teilchenladung und der Masse der Teilchen. Schwere Teilchen werden stärker abgebremst. Für sehr niedrige Energien beschreibt die Bethe-Bloch-Gleichung den Energieverlust nicht mehr korrekt, da sich die Teilchen bei sehr langsamen Geschwindigkeiten umladen können. So kann das Alpha-Teilchen zum Ende seines Weges in ein neutrales Heliumatom übergehen.

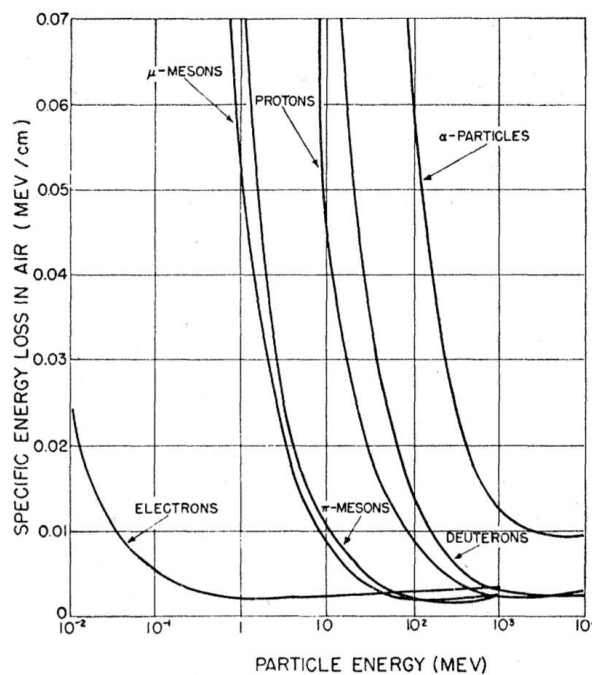


Abbildung 2.2: Spezifischer Energieverlust verschiedener geladener Teilchen in Luft als Funktion der Teilchenenergie (Aus Beiser [Bei52])

Um die bei der Ionisation entstehende Zahl an Ladungsträgerpaaren zu quantifizieren, führt man die spezifische Ionisation s ein. Für sie gilt:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{sto} = s \bar{W}_i \quad (2.14)$$

Der mittlere Energieaufwand zur Bildung eines Ladungsträgerpaars \bar{W}_i gibt an, wie viel Energie zum Abtrennen eines Elektrons benötigt wird. Dieser Wert ist zum einem abhängig vom ionisierenden Teilchen und zum anderem vom ionisierten Stoff. Bei Gasen liegt er in der Größenordnung einiger keV. Für

Festkörper ist dieser deutlich geringer. Er hängt im Wesentlichen vom Ionisationspotential des Stoffs ab. Den spezifischen Energieverlust aufgetragen als Funktion des vom geladenen Teilchen zurückgelegten Wegs, nennt man Bragg Kurve. Abbildung 2.3 zeigt den Verlauf für Alphateilchen in Luft. Der Energieverlust steigt zum Ende des Wegs stark an und fällt dann kurz bevor das Teilchen gestoppt wird, wieder ab. Da Alphateilchen nicht stark gestreut werden und deren Reichweiten bei identischer Anfangsenergie ungefähr gleich sind, macht es Sinn, eine Reichweite R einzuführen. Hierfür gibt es verschiedene Definitionen. Die in dieser Arbeit verwendete bezieht sich auf den Mittelwert der annähernd normalverteilten Reichweitenfluktuation der Alphas nach [Kno00]. Eine ähnliche Definition für Elektronen würde aufgrund der starken Streuung keinen Sinn machen.

Typische Reichweiten von Alphateilchen liegen im cm Bereich für Gase und im μm Bereich für Festkörper. Diese können zum Beispiel mit SRIM [Zie10] ermittelt oder in Tabellen nachgeschlagen werden.

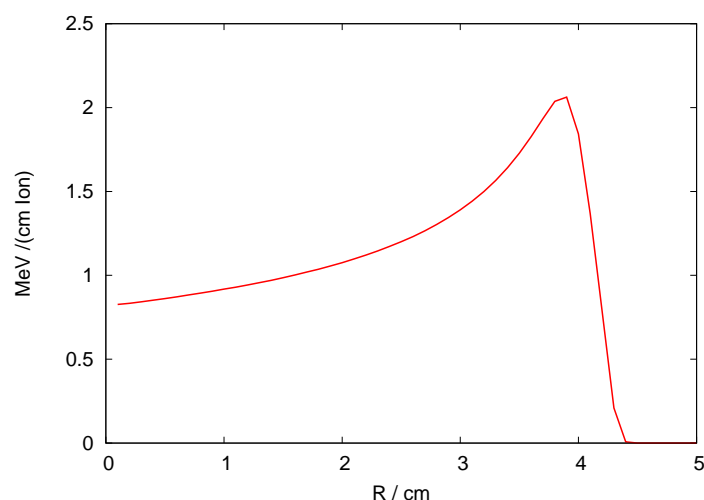


Abbildung 2.3: Der spezifische Energieverlust eines Alphateilchens in P10 Zählgas berechnet mit dem Programm SRIM.

2.3. Frisch-Gitterionisationskammern

Eine der ältesten Möglichkeiten, geladene Teilchen zu detektieren und zu spektroskopieren, ist der Einsatz von Gasdetektoren. Der einfache Aufbau ermöglicht es diese an unterschiedlichste Messanforderungen anzupassen. Ionisationskammern werden beim Nachweis von Gamma- und Betastrahlung eingesetzt, eignen sich aber auf Grund der geringen Dichte der eingesetzten Zählgase vor allem für die Spektroskopie von Alphastrahlung, aber auch allen anderen Ionenstrahlungen.

Das sehr einfache Messprinzip von Ionisationskammern beruht auf der Tatsache, dass geladene Teilchen beim Durchgang durch das Zählgas dieses ionisieren. Die Anzahl der dabei entstandenen Ladungsträger ist nun weitestgehend proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Mit Hilfe eines elektrischen Felds werden die Ladungsträger in Bewegung versetzt und mit Hilfe geeigneter Ausleseelektronik nachgewiesen. Im Gegensatz zu Proportional- oder Geigerzählern sind die angelegten Feldstärken noch relativ

gering, so dass mit keiner Gasverstärkung zu rechnen ist. Diese setzt erst bei Feldstärken ein, die ausreichen, um die freien Elektronen so sehr zu beschleunigen, dass diese genügend Energie haben, weitere Gasmoleküle zu ionisieren.

Speziell für die spektroskopische Zählmessungen an Alpha-aktiven Proben eignen sich Frisch-Gitterionisationskammern. Diese enthalten noch eine zusätzliche für Elektronen durchlässige Elektrode, die die Energieauflösung dieser Detektoren erheblich verbessert. Die Funktionsweise solcher Kammern soll in den folgenden Abschnitten erklärt werden.

2.3.1. Ionisation und Ladungsträgertransport in Gasen

Durchqueren geladene Teilchen ein Gas, werden Gasmoleküle angeregt und ionisiert. Wie viele Moleküle dadurch ionisiert werden, hängt von der Gasart ab. Ausschlaggebend ist die Bindungsenergie des am schwächsten gebundenen Elektrons, welche für die meisten Gasarten im Bereich zwischen 10 eV und 25 eV liegt [Kno00]. Neben der Ionisation können die geladenen Teilchen auch bei der Anregung von Gasmolekülen Energie verlieren. Der mittlere Energieverlust pro erzeugtem Ionenpaar W beschreibt den Prozess der Ionisation genauer. Dieser ist im allgemeinen abhängig von der Gasart, aber auch von der Teilchenart und der Teilchenenergie. Einige Werte für typische Gase findet man in Tabelle 2.1. In den meisten Gasen ist die Anzahl der erzeugten Ladungsträger proportional zur im Gas deponierten Energie.

Gas	Ionisationspotential [eV]	W [eV / Ionenpaar]	
		Beta	Alpha
Ar	15,7	26,4	26,3
O ₂	12,5	30,8	32,2
He	24,5	41,3	42,7
CH ₄	14,5	27,3	29,1
N ₂	15,5	34,8	36,4
*Ar+CH ₄	-	-	26,0
*Ar+C ₂ H ₂	-	-	20,3

Tabelle 2.1: Das erste Anregungspotential und der mittlere Energieverlust pro Ionenpaar W für verschiedene Gasarten. Die Werte stammen aus [Kno00]. Bei den Gasgemischen mit * ist der Anteil des zweiten Elements so gewählt, dass ein minimales W resultiert [Hö78]

Man spricht von direkter Ionisation, wenn die Ionisation der Ionenpaare entlang der Spur des einfallenden Teilchens direkt auf das einfallende Teilchen zurückzuführen ist. Werden dabei Elektronen erzeugt, welche selbst genügend Energie haben, um weitere Moleküle zu ionisieren, spricht man von indirekter Ionisation. Die erzeugten Elektronen nennt man δ -Elektronen. Es entstehen immer mehr Ladungsträger, als man aufgrund der Poissonverteilung erwarten würde, das heißt der Fanofaktor ist bei Gasdetektoren immer kleiner als eins.

Die im Gas entstandenen Ladungsträger diffundieren aufgrund ihrer thermischen Energie weg von ihrem Ursprungsort. Die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle liegt im Bereich 10^{-5} cm, für Elektronen ist diese aufgrund ihrer geringen Masse etwa vier mal so groß [Sau77]. Bei Kollisionen der Moleküle und Elektronen können folgende Prozesse auftreten:

Trifft ein positiv geladenes Gasmolekül auf ein neutrales, kann es passieren, dass das neutrale Molekül ein Elektron abgibt, welches vom positiv geladenen durch Elektronenaustausch aufgenommen wird.

Trifft ein Elektron auf ein Gasmolekül mit hoher Elektronegativität, wird dieses eingefangen und es entsteht ein negativ geladenes Molekül. Dieses bewegt sich nun aufgrund der deutlich größeren Masse auch deutlich langsamer. Sollte Sauerstoff im Zählgas vorhanden sein, fängt dieses freie Elektronen ein und verschlechtert somit die Leistungsfähigkeit des Detektors.

Außerdem kann ein freies Elektron auf ein einfach positiv geladenes Molekül treffen und sich mit diesem rekombinieren. Diese Ladung steht dann für die Auslese nicht mehr zu Verfügung. Ähnliches kann vorkommen, wenn ein negatives Molekül auf ein Positives trifft. Bei hohem Druck und nur langsamer Bewegung der Ladungsträger ist es möglich, dass Ionenpaare direkt nach ihrer Erzeugung wieder rekombinieren. Dieser Effekt tritt um die vom einfallenden Teilchen erzeugte Ladungsträgerspur auf. Bei hohen Raten einfallender ionisierender Teilchen kann es vorkommen, dass die Ionenpaare beim diffundieren durch das Gas auf Ionen von anderen Teilchenspuren treffen.

Legt man ein äußeres elektrisches Feld an, bewegen sich die Ladungsträger entlang der Feldlinien. Zusätzlich überlagert sich die thermische Bewegung der Teilchen. Die Ionen bewegen sich je nach Ladung entweder entlang oder entgegen der Feldlinien. Die Driftgeschwindigkeit v lässt sich gut mit

$$v = \frac{\mu E}{p} \quad (2.15)$$

beschreiben. Dabei ist E die Stärke des elektrischen Felds, p der Gasdruck und μ die Beweglichkeit der Gasmoleküle. Diese ist weitestgehend unabhängig vom Gasdruck und der Feldstärke. Sie liegt für viele Gase in der Größenordnung $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ atm/V}$. So ergibt sich bei Normaldruck und einer für Ionisationskammern üblichen Feldstärke von 100 V/cm eine Ionendriftgeschwindigkeit von etwa 100 cm/s . Diese Geschwindigkeit ist für positive und negative Ionen annähernd gleich. Bei Gasgemischen werden durch Ladungstransfer die Moleküle ionisiert, die das niedrigste Ionisationspotential haben [Sau77].

Die Bewegung der Elektronen lässt sich auf ähnliche Weise beschreiben, doch ist an dieser Stelle zu beachten, dass die Wechselwirkungsquerschnitte der Elektronen stark von den Anregungszuständen der Gasmoleküle abhängig sind. So ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas nicht mehr proportional zum elektrischen Feld sowie zum Druck und weist Maxima und Minima auf. Dies ist als Ramsauer Effekt bekannt. In Abbildung 2.4 ist der Verlauf der Elektrondriftgeschwindigkeit für verschiedene Gase dargestellt. So kann man durch geschickt gewählte Mischungsverhältnisse die Driftgeschwindigkeit je nach Bedarf anpassen. Für Ionisationskammern, eignen sich Gasgemische, bei denen schon bei niedrigen Feldstärken hohe Driftgeschwindigkeiten erwartet werden. Ein häufig verwendetes Zählgas ist P10 (10 % Methan / 90 % Argon). Da die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Vergleich zur Diffusionsgeschwindigkeit sehr hoch ist, etwa 10^5 m/s , diffundieren die Elektronen nur wenige $100 \mu\text{m}$ auf 1 cm Drift.

Sind die angelegten externen Felder für die Drift der Ladungsträger zu den jeweiligen Elektroden zu stark, kann es passieren, dass die freien Elektronen zwischen den Kollisionen mit den Gasmolekülen genügend beschleunigt werden, um ausreichend Energie zu bekommen, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren. Werden die dabei entstehenden Elektronen wiederum so stark beschleunigt, dass weitere Gasmoleküle ionisiert werden, spricht man von einer Avalanche-Ionisation. So kann es bei ausreichend hohen Feldstärken passieren, dass aus nur einem einzelnen Elektron bis zu 10^5 weitere Elektronen entstehen. Dieser Prozess wird bei Proportional- oder Geigerzählern ausgenutzt, sollte aber bei Ionisationskammern vermieden werden, da die Avalanche-Ionisation weiteren statistischen Prozessen unterworfen ist, welche

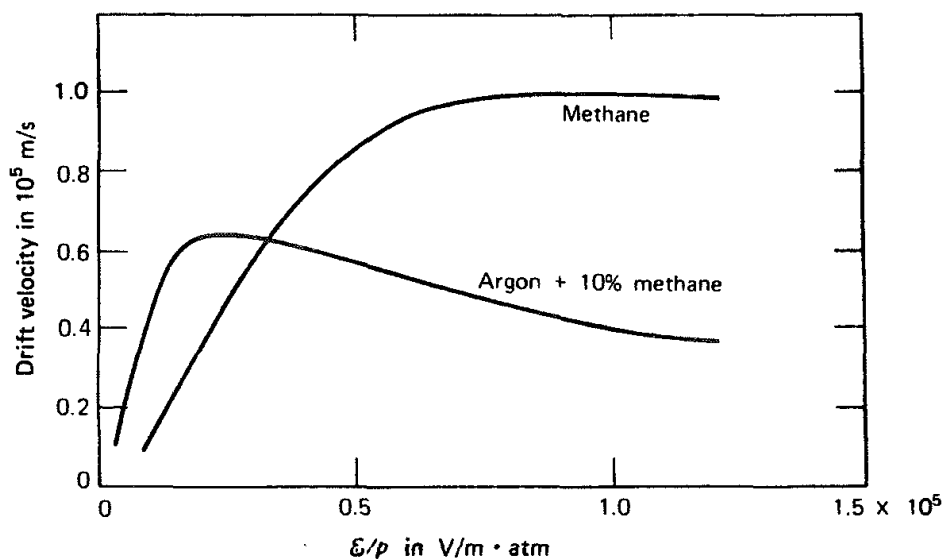


Abbildung 2.4: Elektrondriftgeschwindigkeit als Funktion des elektrischen Feldes E dividiert durch den Gasdruck p für reines Methan und eine Argon-Methanmischung, welche als P10 bekannt ist. [Kno00].

die Energieauflösung der Detektoren verschlechtern würden. In typischen Gasen unter Normalbedingungen liegt die Schwelle für diese Gasmultiplikation bei etwa 10^4 V/cm [Kno00].

2.3.2. Shockley–Ramo Theorem

Eine gute Beschreibung, wie im Detektor erzeugte Ladung Ströme auf den Elektroden in Ionisationskammern induziert, macht das Shockley–Ramo Theorem [Sho38]. Eine Ladung q mit der Geschwindigkeit \vec{v} induziert folgenden Strom i auf der Elektrode A:

$$i = q\vec{v}\vec{E}_A \quad (2.16)$$

Dabei ist \vec{E}_A ein gedachtes elektrisches Feld, welches entstehen würde, wenn man alle im Detektor vorhandenen Elektroden auf Massepotential legen würde. Nur Elektrode A würde auf Einheitspotential liegen. Alle im Detektor vorhandenen Ladungen werden ignoriert.

Ein ladungssensitiver Vorverstärker (siehe Abschnitt 2.3.4) würde ein Signal proportional zu

$$dQ = - \int i dt = q[\phi_A(\vec{r}) - \phi_A(\vec{r}_0)] \quad (2.17)$$

liefern. Hier ist $\phi_A(\vec{r})$ das elektrische Potential am Ort \vec{r} unter den gleichen Bedingungen, die für \vec{E}_A gelten. Es wird auch Wichtungspotential genannt und ist dimensionslos. Eine Anwendung dessen auf die Auswertung von Signalen aus Gitterionisationskammern wird in [Gö12] beschrieben.

2.3.3. Frisch-Gitter

Die auf den Elektroden von Ionisationskammern induzierte Ladung ist davon abhängig, wie weit die Ladungsträger durch den Detektor driften. So gibt es bei spektroskopischen Messungen mit Ionisations-

kammern immer das Problem, an welcher Stelle die zu spektroskopierende Strahlung in die Ionisationskammer einfliegt, bzw. unter welchen Winkel diese aus einer Quelle emittiert wird. Um diese Abhängigkeit zu umgehen und somit die Energieauflösung des Detektors zu verbessern, führte O. Frisch das nach ihm benannte Frischgitter ein [Fri44]. Dies ist eine zusätzliche, für Elektronen durchlässige Elektrode, die sich zwischen Anode und Kathode befindet. Ein Schema eines üblichen Aufbaus einer Frisch-Gitterionisationskammer ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Es ist dafür Sorge zu tragen, dass die zu detektierende Strahlung nur im Bereich zwischen Kathode und Gitter mit dem Zählgas wechselwirkt. Das Gitter wird auf ein Potential V_{Gitter} zwischen dem Kathodenpotential V_{Kath} und dem der Anode V_{Anode} gelegt. Solange sich die erzeugten Ladungsträger zwischen Kathode und Gitter befinden, wird in der Anode noch keine Ladung induziert. Dies geschieht erst, wenn die Elektronen das Gitter passieren. Da nun die Wegstrecke und die Geschwindigkeit für alle Elektronen gleich ist, ist nach Gleichung 2.17 die auf der Anode induzierte Ladung nur abhängig von der Ladungsmenge, die durch das Volumen zwischen Gitter und Anode driftet. Außerdem wird der Einfluss, der sehr viel langsameren, positiven Ladungsträger im Detektorvolumen auf die Anode unterdrückt.

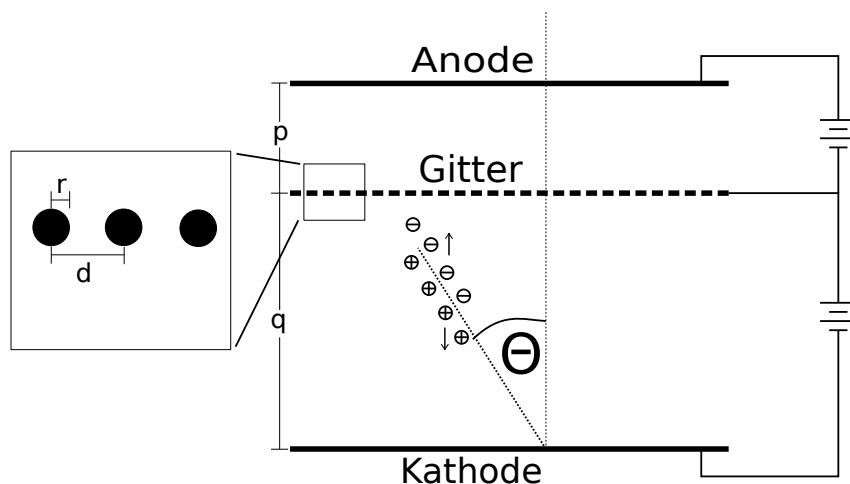


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau einer Frisch-Gitterionisationskammer.

Da die Gitterelektrode die Anode nie perfekt gegen die Ladungsträger im Bereich zwischen Kathode und Gitter abschirmen kann, muss man Konzepte finden, um zum einen die Gitterparameter zu optimieren und zum andern den Einfluss auf die induzierte Ladung zu korrigieren. Um die Effektivität des Frischgitters zu beschreiben und zu optimieren, haben Bunemann et al [Bun49] den Gitterdurchgriffsfaktor (GI^1) eingeführt. Er beschreibt den Einfluss einer im Bereich zwischen Kathode und Gitter erzeugten Ladung auf das Feld zwischen Gitter und Anode.

$$\sigma = \frac{dE_P}{dE_Q} = -\frac{Q_A}{Q_C} \quad (2.18)$$

Dabei ist E_P das durch die Ladung erzeugte elektrische Feldes und E_Q das Feld zwischen Gitter und Anode. Die zweite Formulierung bezieht sich auf die in der Anode und Kathode induzierte Ladung Q_A und Q_C . Diese gilt nur solange sich die Ladungsträger im Bereich zwischen Kathode und Gitter befinden. Unter Annahme eines homogenen elektrischen Feld im Detektor und einem Gitter, deren Drahtabstand

¹Abk. aus dem engl. für *grid inefficiency*

d klein ist gegen die Distanz p zwischen Gitter und Anode lässt sich mit

$$\sigma = \frac{dE_P}{dE_Q} = \frac{l}{p+l} \approx \frac{d}{2\pi p} \ln\left(\frac{d}{2\pi r}\right) \quad (2.19)$$

eine gute Näherung für σ machen [Bun49]. Hierbei ist r der Drahradius des im Gitter verwendeten Drahtes. Für l und ρ folgt aus elektrostatischen Betrachtungen:

$$l = \frac{d}{2\pi} \left(\frac{1}{4}\rho^2 - \ln\rho \right) \quad (2.20)$$

$$\rho = \frac{2\pi r}{d} \quad (2.21)$$

Die Gitterparameter wählt man so, dass der GI möglichst klein ist. Optimiert man den GI, bedingt dies, dass die Transparenz des Gitters für Elektronen immer schlechter wird. Diese ist nicht nur abhängig von den Gitterparametern, sondern auch von der Differenz der elektrischen Felder zwischen Kathode und Gitter und zwischen Gitter und Anode. Nach [Bun49] muss

$$\frac{V_{Anode} - V_{Gitter}}{V_{Gitter} - V_{Kathode}} > \frac{p + p\rho + 2l\rho}{q - q\rho - 2l\rho} \quad (2.22)$$

erfüllt sein. Diese Bedingung muss gegen σ oder l/p abgewogen werden. q ist der Abstand zwischen Kathode und Gitter.

2.3.4. Ausleseelektronik und Datenverarbeitung

Um die auf den Elektroden induzierten Ladungen zu quantifizieren, benötigt man eine geeignete Ausleseelektronik. Die Signalverarbeitung ist meist modular ausgeführt, so dass man jedes einzelne Modul an die entsprechenden Anforderungen anpassen kann. Alle Instanzen der Signalverarbeitung sind für verschiedenste Anwendungen kommerziell erhältlich.

Die im Detektor induzierte Ladung wird mit einem ladungssensitiven Vorverstärker in einen Spannungsimpuls proportional zur Ladung umgewandelt. In Abbildung 2.6 ist ein schematischer Aufbau eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers und die Signale am Ausgang des Vorverstärkers dargestellt. Der Vorteil dieser Schaltung liegt darin, dass der Spannungsimpuls am Ausgang des Vorverstärkers nicht mehr von der Kapazität des Detektors und den Verbindungskabeln ($C_i = C_{Det} + C_{Kabel}$) abhängt. Trotzdem sollte der Verstärker in unmittelbarer Nähe zum Detektor sitzen, um zusätzliche Störquellen zu minimieren. Die Anstiegszeit des Vorverstärkers wird durch seine Eingangsimpedanz bestimmt und sollte so kurz sein, dass sich die Driftprozesse der Ladungsträger im Detektor gut darstellen lassen. Die Abklingzeit des Signals ist durch $\tau = R_f C_f$ gegeben. Diese sollte lang genug sein, dass alle im Detektor entstandene Ladung auf der Kapazität C_f aufgesammelt werden kann. Dies ist abzuwägen, da zu lange Abklingzeiten Systeme mit hohen Zählraten paralysieren können. Diese Art Vorverstärker lassen sich einfach kalibrieren, indem über einen Pulser eine definierte Ladung auf den Eingang des Vorverstärkers gegeben wird.

In moderneren Auslesesystemen, wird der Ausgang des Vorverstärkers direkt an ein *Fast Analog to Digital Converter* (FADC) angeschlossen. Dieses ermöglicht das Ausgangssignal des Vorverstärkers zu ei-

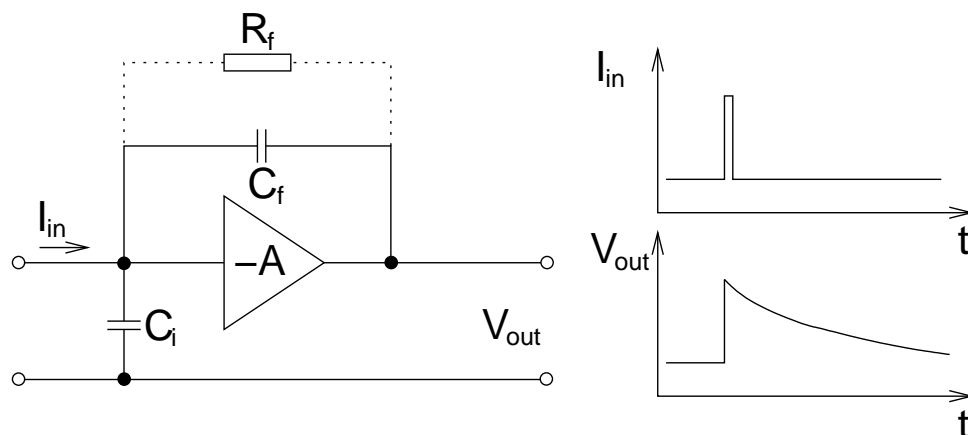


Abbildung 2.6: Beschaltung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers und die Detektorantwort auf einen kurzen Stromimpuls mit der Zeitkonstante $\tau = R_f C_f$

nem Ereignis im Detektor komplett zu erfassen. Im Gegensatz zum *Peak Sensing ADC*² stehen hier nach der Messung alle im Signal enthaltenen Informationen zur Verfügung. Mit Hilfe geeigneter Software können dann Pulshöhe und -formen, Triggerzeiten aber auch Korrelationen zwischen Signalen verschiedener Detektorelektroden berechnet werden. Heutzutage gibt es eine große Auswahl an kommerziell erhältlichen FADC-Systemen, welche zusätzlich je nach Anforderung angepasst werden können. Weiterführende Informationen zum Thema Ausleseelektronik findet man in den Ausführungen von G. Knoll [Kno00] und H. Spieler [Spi03].

2.3.5. Pulsform

Geht man davon aus, dass das Frisch-Gitter die Anode ideal abschirmt, induzieren n_0 Elektronen nach Passieren des Gitters eine Ladung

$$Q_{Anode}^{ideal} = -n_0 e \quad (2.23)$$

auf der Anode. In der Kathode, welche nicht abgeschirmt ist, wird

$$Q_{Kath} = n_0 e \left(1 - \frac{\bar{X}}{q} \cos \Theta \right) \quad (2.24)$$

induziert. Θ ist der Winkel zwischen der Teilchenspur und der Achse parallel zum elektrischen Feld. \bar{X} beschreibt den Abstand zwischen dem Ursprungsort des Alphateilchens bis zum Ladungsschwerpunkt der Alphaspur im Zählgas. q entspricht der Distanz zwischen Gitter und Kathode. Nach den Betrachtungen für ein reales Gitter aus [Gö12] setzt sich das Anodensignal aus zwei Komponenten zusammen. Ein Teil beschreibt die Drift der Elektronen zwischen Gitter und Anode, der andere die Drift zwischen Kathode und Gitter. Letzterer ist abhängig vom Winkel und vom Gitterdurchgriffsfaktor σ .

$$Q_{Anode}^{real} = -n_0 e + \sigma n_0 e \frac{\bar{X}}{q} \cos \Theta \quad (2.25)$$

²Bei dieser Art ADC wird nur der Maximalwert eines Signal ermittelt und digitalisiert.

Mit 2.24 folgt:

$$Q_{Anode}^{real} + \sigma Q_{Kath} = -n_0 e (1 - \sigma) \quad (2.26)$$

Für die Impulshöhe P_{Anode}^{ideal} am Ausgang des Vorverstärkers, welcher ein Signal proportional zum Anodensignal liefert, und für ein ideales Gitter gilt:

$$P_{Anode}^{ideal} = \frac{P_{Anode}^{real} - \sigma P_{Kath}}{1 - \sigma}. \quad (2.27)$$

Damit lässt sich der winkelabhängige Anteil am Anodensignal eliminieren. In [Ham12] wird der theoretische Ansatz aus [Gö12], welcher das Wichtungspotential als Berechnungsgrundlage heran zieht, experimentell bestätigt.

Da es nicht immer möglich ist das Kathoden- und Anodensignal zu erfassen, kann man unter Annahme der Ladungserhaltung im Detektor das Kathodensignal aus dem der Anode und des Gitters rekonstruieren.

$$Q_{Kath} = -(Q_{Anode} + Q_{Gitter}) \quad (2.28)$$

Für die Pulshöhenkorrektur ist es notwendig σ genau zu kennen. Diesen kann man über Formel 2.19 berechnen. Dazu müssen alle Detektorparameter gut bekannt sein. Man kann σ auch anhand einer Messung bestimmen. Kann man in den Vorverstärkersignalen die Zeit identifizieren, in der die Elektronen sich noch zwischen Kathode und Gitter befinden, bestimmt man das Verhältnis der Anstiege von Anodensignal zu Kathodensignal.

3. Frisch-Gitterionisationskammer

Die Gitterionisationskammer wurde so gebaut, dass sie dem aktuellen Stand der Technik entspricht. Außerdem muss die Kammer folgenden Anforderungen genügen: Da es für den Nachweis niedrigster spezifischer Aktivitäten entscheidend ist, den Detektornulleffekt so niedrig wie nur möglich zu halten, ist es wichtig, dass sich alle Teile auch nach der Fertigstellung der Kammer ausbauen und reinigen oder nach Bedarf auswechseln lassen. Um einen optimalen Betrieb ohne lange Unterbrechungen zu gewährleisten, sollten sich die Proben einfach wechseln lassen. Des Weiteren sollte das Befüllen mit Zählgas einfach und relativ schnell zu bewerkstelligen sein. Sollte die Kammer mit permanenten Gasdurchfluß arbeiten, ist es wichtig, dass das Gas auch alle im Detektor befindlichen Gasvolumina durchspült. Im Folgenden wird auf alle für den Betrieb der Kammer wichtigen Komponenten und deren Parameter eingegangen.

3.1. Mechanischer Aufbau

Der Aufbau der Kammer wurde zusammen mit dem Detektorlabor des Instituts für Strahlungsphysik des Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf durchgeführt. Da dieses am Bau der Vieldraht-Proportional-kammern des Hades-Experiments an der GSI¹ beteiligt war, kann auf umfangreiche Erfahrung bei der Planung und dem Bau von Drahtgittern zurückgegriffen werden.

Der Aufbau der Kammer ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die eigentliche Kammer besteht aus einem Standardvakuumrohr aus rostfreiem Stahl, mit einem Abschlussflansch an beiden Enden. Für das Material gab es wenig Auswahl, da Vakuumbauteile meist aus Stahl gefertigt sind, um die nötige Festigkeit zu erreichen. Der Innendurchmesser der Kammer ergibt sich aus den größten kommerziell erhältlichen Vakuumrohren und beträgt 318 mm. Durch die Proportionen der Elektroden, auf welche im nächsten Abschnitt eingegangen wird, ist die Innenhöhe der Kammer vorgegeben. Sie beträgt 271,2 mm. Die Elektroden selbst sind aus Kupfer gefertigt. Dieses wird in elektrolytischer Kupferraffination sehr sauber hergestellt. Die Drähte der Gitter sind aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung, da diese hohe Spannungen aushalten können. Sie sind an die haltenden Kupferringe angeflochten und an den freien Enden mit Schrauben eingeklemmt. So musste kein Lötzinn an den sensiblen Stellen im Detektor verwendet werden. Alle weiteren Teile, welche sich im Kammervolumen befinden, sind aus POM² oder aus Delrin®³. Diese Materialien werden im COBRA-Experiment [Zub01] genutzt und haben sich als sehr aktivitätsarm erwiesen. Außerdem sind sie gute Isolatoren und eignen sich gut, um die Potentiale der Elektroden zu trennen. Die Elektroden selbst sind an POM-Stäben am Deckel der Kammer befestigt. Oben befindet sich zunächst ein Gitter, weiter unten folgt die Anode und schließlich ein weiteres Gitter. In den Boden der Kammer ist eine Aussparung gefräst, welche den Probenhalter aus Delrin aufnehmen kann. So können nach der derzeitigen Planung 19 Probenplättchen genau positioniert und vermessen werden. Der

¹Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt

²Abk. Polyoxymethylen

³Polyoxymethylen-Material der Firma DuPont

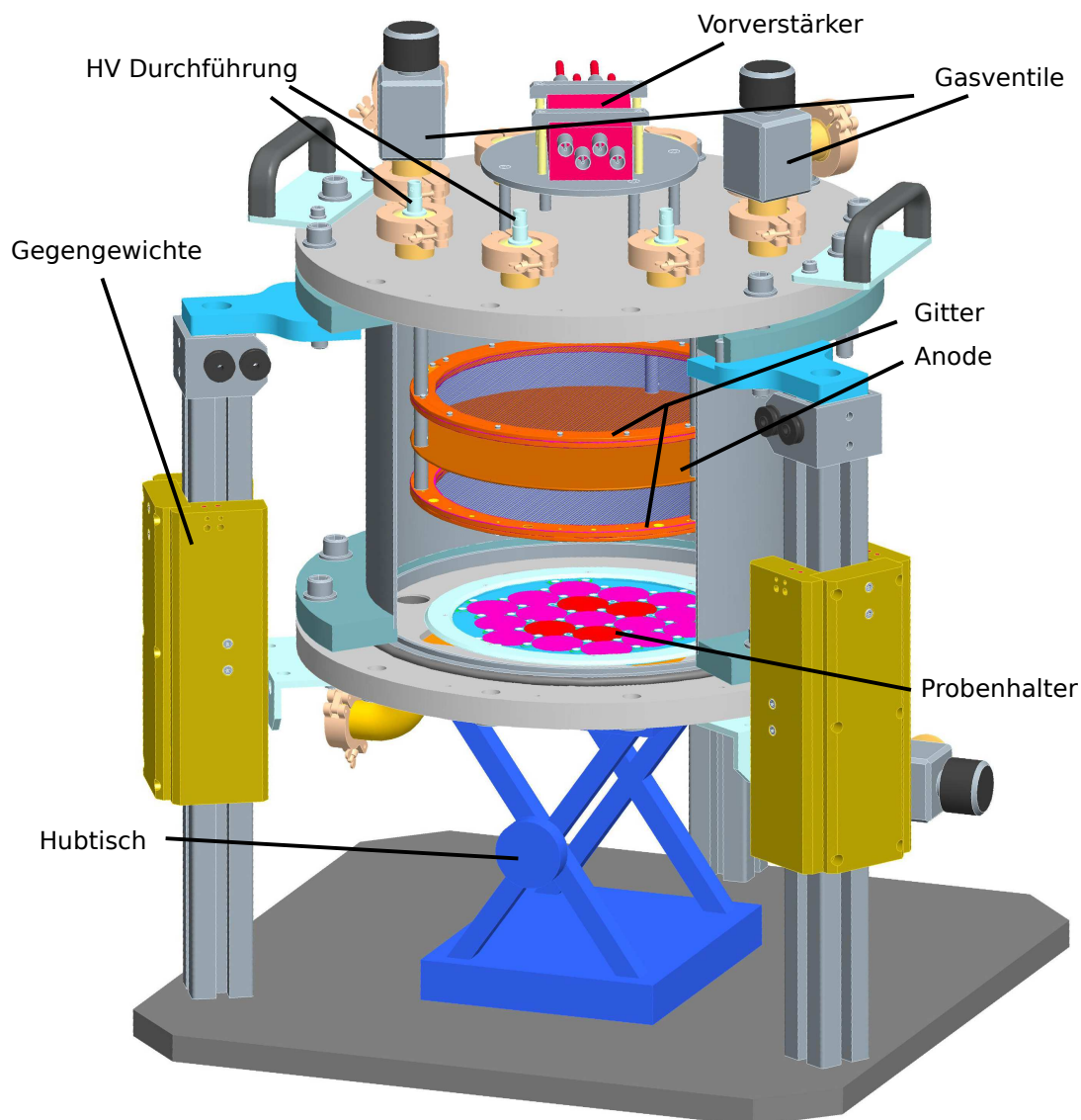


Abbildung 3.1: 3D CAD Modell der Frisch Gitterionisationskammer. Um das Innere der Kammer zur Veranschaulichung sichtbar zu machen, ist im Modell ein Viertel der Außenwand ausgeschnitten.

Probenhalter kann leicht ausgewechselt werden, um diesen an neue Messanforderungen anzupassen. Die Kammer selbst hängt an drei Beinen, welche am oberen Flansch befestigt sind. Der untere Flansch kann einfach mit Flügelschrauben gelöst und mit Hilfe eines kleinen Hubtisches hoch und runter gefahren werden, um einen schnellen Probenwechsel zu gewährleisten. Gegengewichte gleichen das Deckelgewicht aus. Die Zu- und Abflüsse für das Gas, der Flansch für das Manometer und die Hochspannungsdurchführung sind in die Deckel oben und unten eingeschweißt. Da es sich um einfache Vakuumflansche handelt, auf die die entsprechenden Deckel aufgesetzt werden, kann die Funktion dieser später frei gewählt werden. Auf dem oberen Deckel ist der Vorverstärker platziert. Da die Hochspannungsversorgung nur durch den oberen Deckel durchgeführt wird, können so die Kabel ausreichend kurz gewählt werden, um unnötige Kabelkapazitäten zu vermeiden. Zusätzliche für den Betrieb der Kammer nötige Geräte, wie Vakuumpumpe, Manometerstation oder der NIM⁴-Überrahmen sind nicht fest in den Aufbau integriert.

⁴Nuclear Instrumentation Modul-Standard

3.1.1. Gitterparameter und Hochspannung

Die geometrischen Parameter der Gitter orientieren sich an denen der bereits existierenden Kammern. Die Kammer des Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf entspricht im Wesentlichen dem Modell welches in [Hö78] beschrieben ist und später von der Firma *MAB-Solutions* gebaut wurde. Ein paar Änderungen bezüglich des Materials und der Dicke der Drähte wurden vorgenommen, um den noch vorhandenen sehr stabilen Kupfer-Beryllium-Draht nutzen zu können. Des Weiteren wurde, wie schon erwähnt, eine weitere Gitterelektrode in die Kammer eingebracht. Die beiden Gitter befinden sich jeweils oberhalb und unterhalb der Anode. So entstehen zwei Detektoren mit einer geteilten Anode. Durch die Analyse der Pulsformen der drei Elektroden kann dann auf den Entstehungsort der Ladung geschlossen werden. Auf die Pulsformanalyse wird in Abschnitt 4.1 eingegangen. Ein wichtiger Parameter ist der Abstand zwischen Probe und Gitter, denn dieser bestimmt die maximale Alphaenergie, welche bestimmt werden kann. Dieser ist so gewählt, dass Alphateilchen aus der Kernumwandlung des ^{212}Po , welches als Tochter in der natürlichen Thoriumzerfallsreihe vorkommt, gerade noch gestoppt werden. Es hat eine Energie von 8784.37 keV und eine Reichweite von etwa 9,5 cm im P10 Zählgas unter Normalbedingungen. So ist der Abstand zwischen Probe und Gitter auf 10 cm festgelegt. Dieser Fakt begünstigt, dass die sich negativ auf die Energieauflösung auswirkende Kapazität des Detektors gering bleibt.

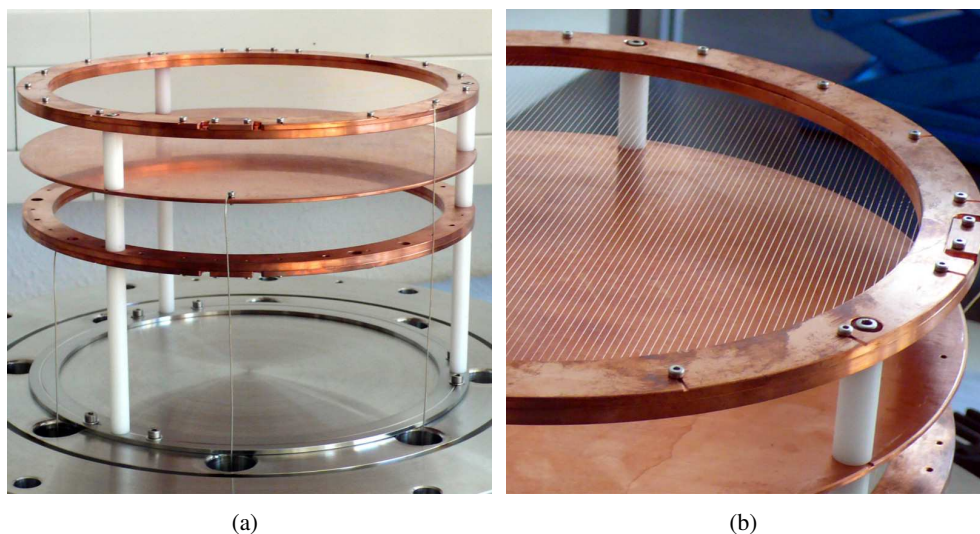


Abbildung 3.2: Die Gitter und die Anode sind am Deckel mit Stäben aus POM angeschraubt. In (a) erkennt man die Versorgung mit der Hochspannung. (b) zeigt eine Detailansicht des Drahtgitters, welches zwischen zwei Kupferringe geflochten ist.

In Tabelle 3.1 sind die Gitterparameter, der Gitterdurchgriffsfaktor und das optimale Spannungsverhältnis nach [Bun49] aufgelistet.

Die Hochspannungsversorgungen der Detektorelektroden sind so ausgelegt, dass für jede Elektrode eine extra Spannung eingestellt werden kann. Dafür wurden zwei Hochspannungsgeräte *NHQ203 M* der Firma *ISEG* ausgewählt. Diese sind als NIM-Module gebaut und liefern jeweils zwei wählbare Spannungen bis 3000 V. So können beliebige, für den optimalen Betrieb der Kammer angepasste, Spannungsverhältnisse eingestellt werden. Die Hochspannungsmodule verfügen über eine eingebaute Strombegrenzung. Die Spannung wird im Fall eines Kurzschlusses sofort abgeschaltet, um weitere Module der elektroni-

	GIK dieser Arbeit	GIK@HZDR
Drahtdurchmesser $2 \cdot r$ [mm]	0,075	0,1
Drahtabstand d [mm]	2,0	2,0
Abstand Anode-Gitter p [mm]	35	30
Abstand Gitter-Kathode q [mm]	100	130
GI σ	0,0195	0,0196
$\frac{V_{Anode}-V_{Gitter}}{V_{Gitter}-V_{Kathode}}$	0,446	0,415

Tabelle 3.1: Die Gitterparameter, der Gitterdurchgriffsfaktor nach Formel 2.19 und das optimale Spannungsverhältnis nach Formel 2.22 für die GIK aus dieser Arbeit und die bereits existierende im HZDR. Die Gitterparameter wurden so gewählt, dass σ und das Spannungsverhältnis in etwa übereinstimmen.

schen Signalverarbeitung, wie den Vorverstärker, zu schützen. Die Potentiale sind so gewählt, dass die Kathode, also die Kammer selbst, auf Massepotential liegt. Dies geschieht derzeit ausschließlich über die Schirmung der Hochspannungszuleitungen und erlaubt einen sicheren Betrieb, ohne dass ein zusätzlicher Schutz vor Hochspannung die Kammer umgeben muss. Die Elektroden liegen auf positiven Spannungen. Die Hochspannungsleitungen im Innern der Kammer sind ebenfalls aus Kupfer-Beryllium-Draht, welcher mit einer Dicke von etwa 1 mm relativ stabil ist (vgl. Abbildung 3.2). Dieser ist, um auf Lötzinn zu verzichten, mit Schrauben an die Elektroden angeklemt.

3.1.2. Gasversorgung

Als Zählgas wird eine für Ionisationskammern übliche Mischung aus 90 % Vol. Argon und 10 % Vol. Methan verwendet. Es ist einfach und preisgünstig als P10 Zählgas zu erwerben. Beim Betrieb ist darauf zu achten, dass P10 ein brennbares Gas ist. Schon ab 4,6 % Vol. Methan in Luft kann es zur Entzündung kommen. Da das Methan nur zum kleinen Teil im Zählgas vorhanden ist und nur mit relativ kleinen Mengen Gas gearbeitet wird, ist die Gefahr relativ gering. Es ist darauf zu achten beim Gaswechsel die Räumlichkeiten gut zu lüften oder eine Gasabluft zu installieren.

Für den Betrieb einer Ionisationskammer ist P10 gut geeignet, da die mittlere Energie pro Ladungsträgerpaar relativ gering und die Elektrongeschwindigkeit für niedrige Feldstärken hoch ist (Vgl. Abschnitt 2.3.1). Die Kammer fast in etwa 22,5 l Gas, welches vor jeder Messung erneuert werden muss. Um den Wechsel des Gases zu beschleunigen und um sicher zu gehen, dass jegliches Restgas beseitigt wird, gibt es die Möglichkeit, die beim Probenwechsel in die Kammer eingedrungene Luft mit Hilfe einer Vakuumpumpe aus der Kammer zu pumpen. Bei der Pumpe handelt es sich um eine Scrollpumpe (Leybold SC 5D), welche den Vorteil bietet, dass diese gänzlich ölfrei arbeitet. So kann man auf zusätzliche Filter vor der Pumpe, welche das Diffundieren von Öl in die Kammer verhindern, verzichten. Um den Kammerdruck während des Gaswechsels kontrollieren zu können, ist ein Manometer (*Vacuubrand DCP3000*) angeschlossen. Über eine RS232⁵-Verbindung kann der Druck am Messrechner permanent erfasst werden. Der minimale Druck, den man mit diesem Gerät gerade noch messen kann, fällt mit dem Enddruck der Vakuumpumpe zusammen und beträgt 0.1 mbar. Nach erfolgreicher Entleerung der Kammer kann dann mit dem Einlassen des Zählgases begonnen werden. Beim Wechseln des Zählgases ist darauf zu achten, dass die Hochspannung heruntergefahren ist, da es bei geringen Drücken zu Übersprüngen zwischen den Elektroden kommen kann und dadurch der Eingang des Vorverstärkers zerstört werden kann.

⁵Standard einer seriellen Schnittstelle

te. Das Gas wird von der P10-Flasche, welche sich aus Sicherheitsgründen in einem Gasflaschenschrank befindet, über einen Poliamid-Schlauch in die Kammer geleitet. Dieser Schlauch ist vakuumfest, damit dieser den Druck beim Entleeren der Kammer aushält. Des Weiteren gast dieses Material nicht aus, was eine Kontamination der Kammer beim Gaseinlass verhindert.

Für den permanenten Gaswechsel ist direkt nach dem Druckminderer an der Gasflasche ein passiver Durchflussregler installiert, an dem man einen Gasdurchfluss bis 1 l/min regeln kann. Bei einem Gasflaschenvolumen von 50 l, einem Druck von 250 bar und einem geregelten Durchfluss von 0.1 l/min könnte mit einer Flaschenfüllung 86 Tage am Stück gemessen werden. Damit der Druck in der Kammer beim Durchfluss immer etwas über dem des Außendrucks liegt, ist an die Abluft ein langer Schlauch angeschlossen, um einen natürlichen Staudruck zu erzeugen. Außerdem ist für den effizienten Gaswechsel der Gaszulauf am oberen Deckel der Kammer und der Gasablauf am unteren. Der Gaslaufplan ist neben der elektronischen Verschaltung in Abbildung 3.3 zur besseren Verdeutlichung dargestellt.

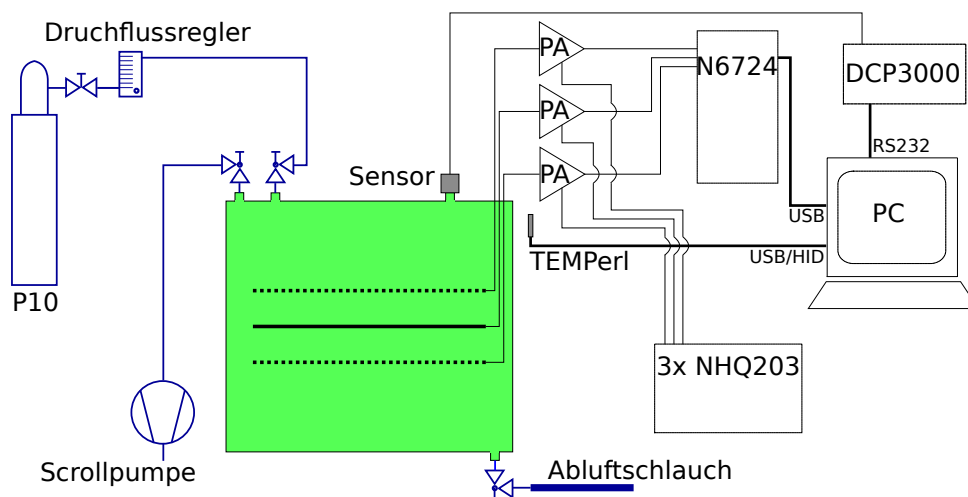


Abbildung 3.3: Schematischer Überblick über die elektronische Verschaltung der Kammer (schwarz) und der Gaslaufplan (blau). Die Funktionen der einzelnen Module sind im Text beschrieben.

3.2. Ausleseelektronik und -software

Für die Dimensionierung des Vorverstärkers wurde von einer maximalen Alphaenergie von 8,78 MeV ausgehend die maximale im P10 erzeugte Ladungsmenge berechnet. Geht man von einem mittleren Energieverlust pro erzeugtem Ladungsträgerpaar von etwa 30 eV/Elektron aus, werden etwa 29000 Elektronen erzeugt. Dies entspricht einer Ladungsmenge von 0,04 pC. Der Verstärker, der ausgewählt wurde, hat eine Verstärkung von 400 mV/MeV für Silizium [CAE12a]. Geht man davon aus, dass im Silizium der mittlere Energieverlust pro erzeugtem Ladungsträgerpaar 3,6 eV/Elektron entspricht [Lut07], erhält man eine Pulshöhe von 434 mV für 8,78 MeV deponierter Energie in P10. Der Vorverstärker arbeitet mit positiven und negativen Ladungen am Eingang. Dies ist wichtig, da an den Gittern bipolare Pulsformen erwartet werden. Die Anstiegszeit der Ausgangspulse liegt je nach Detektorkapazität unter 100 ns, was es ermöglicht den Zeitverlauf des Ladungspulses, welcher auf den Elektroden induziert wurde, abzubilden. Eine Abfallszeit der Ausgangspulse ist mit 14 μ s lang genug, um alle durch die Elektrondrift

induzierten Ladungen zu integrieren. Über einen Testeingang können für Kalibrierungszwecke definierte Ladungen auf den Eingang gegeben werden. Die Hochspannung für die Detektorelektroden wird mit an den Vorverstärker angeschlossen.

Als ADC wurde der *N6724A* der Firma *CAEN* ausgewählt. Dieser hat einen Eingangsbereich von 500 mVpp⁶ und einer Eingangsimpedanz $Z_{in} = 50 \Omega$ [CAE13]. 14 bit Auflösung entspricht weniger als 1 keV digitaler Auflösung am Eingang des Vorverstärkers. Die Abtastfrequenz beträgt 100 MHz. Mit diesem ADC ist es möglich eine vordefinierte Anzahl an Samples für jeden Trigger aufzunehmen. Mit einer Fensterbreite von 2048 Samples werden 20 μ s aufgezeichnet. Jede Aufzeichnung wird durch einen Trigger ausgelöst. Dies geschieht immer dann, wenn der Eingangsimpuls des Anodensignals über einen vorher festgelegten Wert steigt. Mit jedem Auslösen werden alle drei Vorverstärkersignale ausgelesen. Es ist möglich Ereignisse aufzunehmen, die aufgezeichnet werden, bevor der Trigger auslöst. Dieser Anteil liegt bei 60 % des gesamten Fensters. So werden die Pulsformen der Gitter, welche wenige Mikrosekunden vor dem Anodenpuls ansteigen, ebenfalls komplett mit ausgelesen.

Für geringe Zählraten arbeitet der ADC ohne Totzeit. Jedem Ereignis, welches getriggert wird, ist ein extra Speicherbereich in einem Ring-Buffer zugeordnet. Es gibt bis zu 1024 extra Speicherbereiche. Erst wenn die Auslese des ADC durch die maximale Datenrate der USB⁷-Schnittstelle begrenzt ist, wird das Schreiben in den Speicher unterbrochen, um diesen wieder frei für neue Ereignisse zu machen. Mit der für die Aufnahme der Pulsformen optimalen ADC-Einstellungen erreicht man eine Datenübertragung via USB von etwa 10 MB/s, was einer Zählrate von etwa 900 s⁻¹ entspricht. Dies ist stark von der Rechenleistung des Auslesecomputers abhängig, da die Daten nicht direkt im ADC verarbeitet werden.

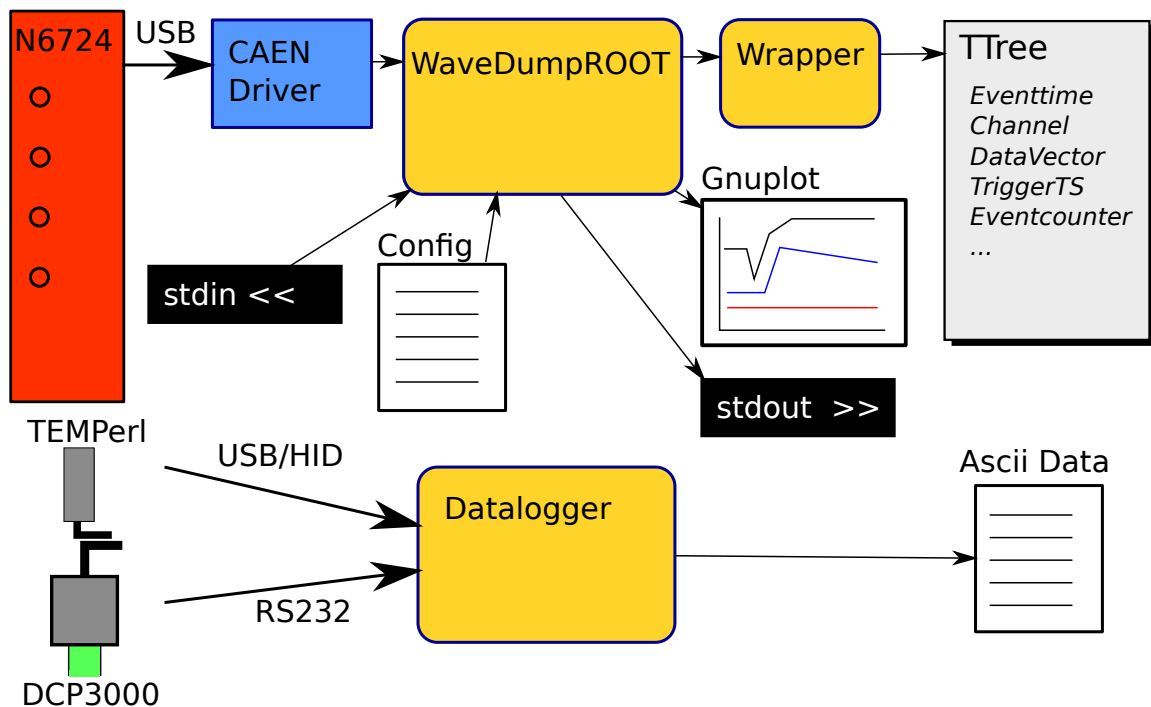


Abbildung 3.4: Datenstromdiagramm der Auslesesoftware.

⁶peak-to-peak voltage

⁷Universal Serial Bus

Auf dem Rechner zur Datenerfassung ist ein Linux installiert, was es ermöglicht, benötigte Software schnell und einfach selbst zu programmieren. Da CAEN die Treiber für die Ansteuerung der ADC's zu Verfügung stellt, ist es möglich, eine eigene Auslesesoftware zu erstellen. Für die Auslese der Gitterionisationskammer war es zweckmäßig, die schon existierende Auslesesoftware *WaveDump* von CAEN entsprechend zu modifizieren. In Abbildung 3.4 ist dargestellt, wie die Datenströme organisiert sind. Des Weiteren sei an dieser Stelle auf die Benutzerhandbücher für den ADC [CAE13] und die Auslesesoftware [CAE12b] von CAEN verwiesen. Bei der entwickelten Software *WaveDumpROOT* handelt es sich um eine Konsolenanwendung, welche über eine einfache Eingabe (`stdin<<`) gesteuert wird. Dies ermöglicht eine Bedienung über eine SSH⁸-Verbindung. So kann der Stand der Messung relativ einfach von jedem internetfähigen Rechner aus kontrolliert werden. Alle den ADC betreffenden Einstellungen werden wie bei *WaveDump* über eine Konfigurationsdatei an das Programm übergeben. Die ausgelesenen Fenster werden in einem *ROOT*⁹ *TTree* gespeichert. Diese sind darauf ausgelegt, große Datenmengen komprimiert auf der Festplatte zu speichern. Nach der Messung eignen sich diese aufgrund des sehr einfachen Datenzugriffs gut zur Auswertung. Um während der Messung die Datenaufnahme zu überwachen, gibt es zum einen die Möglichkeit auf der Standardausgabe (`stdout>>`) den aktuellen Stand einzusehen. Diese beinhaltet die Messzeit und die Anzahl an getriggerten Ereignissen. Zum anderen kann man sich die Pulsformen der aktuell getriggerten Ereignisse ansehen. Dies geschieht über das Plotprogramm *Gnuplot*¹⁰. So kann kontrolliert werden, ob die Pulsformen der drei aufgenommenen Kanäle auch komplett erfasst werden. Gegebenenfalls müssten die ADC-Parameter angepasst werden. Man kann dem Programm *WaveDumpROOT* eine feste Messzeit übergeben, nach welcher die Messung automatisch gestoppt wird. Es ist ebenfalls möglich die Messung zu jeder Zeit zu stoppen. Für Langzeitmessungen können so über einfache Shell-Skripte mehrere Messungen mit Messdauern im Bereich von Stunden nacheinander gestartet werden. Eine kurze Einweisung zur Bedienung von *WaveDumpROOT* ist im Anhang A zu finden. Für die Auslese des Temperatursensors an der Kammer und dem Manometer zur Monitorierung des Kammerdrucks wurde ein extra Programm geschrieben. So können diese Parameter auch überprüft werden, wenn gerade keine Messung läuft. Dies ist zum Beispiel beim Gaswechsel der Fall. Das Programm ist ebenfalls eine Konsolenanwendung. Dieses schreibt unter Angabe des Dateinamens die aktuelle Temperatur und den Druck, jeweils der aktuellen UNIX-Zeit zugeordnet, in eine Textdatei.

3.3. Targets

Die Targets werden im Lehrstuhl der Radiochemie der Johannes Gutenberg-Universität Mainz von Alessio Vascon in einem elektrolytischen Verfahren, welches als Molekular-Plating bezeichnet wird, hergestellt. Dabei wird das zu untersuchende Element in einem Lösungsmittel gelöst und anschließend elektrolytisch auf einer Titanoberfläche abgeschieden. Alle Einzelheiten zur Herstellung dieser Targets findet man in der Arbeit von A. Vascon [Vas13].

Zusätzlich zu den Neodymtargets werden für die Kalibrierung des Detektors Samariumtargets bestellt. ¹⁴⁷Sm ist ein Alphaemitter und hat eine Halbwertszeit von $1,070(9) \cdot 10^{11}$ Jahren [Kos09] und eine Alphaenergie von 2,24 MeV. So ist die Energie vergleichbar mit der des ¹⁴⁴Nd, doch die Lebensdauer ist um 4 Größenordnungen kleiner, was eine gute Kalibrierung innerhalb weniger Tage erlaubt. Anhand

⁸Secure Shell

⁹Homepage: <http://root.cern.ch>

¹⁰Homepage: <http://www.gnuplot.info/>

der Samariumproben kann auch der Herstellungsprozess der Targets kontrolliert werden. Neodym und Samarium sind beide aus der Gruppe der Metalle der Seltenen Erden. So haben sie hinsichtlich ihres chemischen Verhaltens sehr ähnliche Eigenschaften.

Bei der Wahl der Targetgeometrie gab es Einschränkungen aufgrund des Herstellungsverfahrens und der Qualitätssicherung. So konnten nur Proben mit relativ kleinen Durchmessern mit Hilfe der AFM¹¹-Analyse untersucht werden. Dies war notwendig, um den Herstellungsprozess auf eine glatte Probenoberfläche hin zu optimieren. Wie schon in Kapitel 2.2 beschrieben, ist die Wahl der richtigen Massenbelegung für die Spektroskopie niedriger spezifischer Alphaaktivitäten entscheidend. Mit Hilfe von SRIM-Rechnungen und verschiedenen mit PIPS-Detektoren durchgeführten Vorversuchen wurden unterschiedliche Massenbelegungen getestet. Da es bei so geringen Aktivitäten nicht möglich ist, diese soweit zu reduzieren, dass man scharfe Alphalinien erhält, musste an dieser Stelle ein Kompromiss zwischen ausreichender Quellmasse und Selbstabsorption in der Probe gefunden werden. Außerdem hat der Herstellungsprozess und die damit verbundene Beschaffenheit der Probe einen entscheidenden Einfluss. Als am geeignetsten hat sich eine Massenbelegung von etwa 100 µg Neodym beziehungsweise Samarium pro cm² herausgestellt. Dieser Wert kann vor der Probenherstellung nur in etwa angestrebt werden, lässt sich aber nach der Messung genau bestimmen. Des Weiteren kann man an dieser Stelle nur Aussagen über die Masse des zu untersuchenden Elements machen. Darüber, wie viel des Lösungsmittels mit in das Quellmaterial kommt und wie dieses konkret zusammengesetzt ist, lassen sich keine Aussagen machen. Dies kann nur im Experiment hinsichtlich einer guten Linienform optimiert werden.

Es werden Targets mit einem Durchmesser von 37 mm hergestellt. Das eigentliche Substrat wird auf einer Titan-beschichteten Siliziumscheibe aufgebracht. Auf diese Art konnten die homogensten Oberflächen erzeugt werden. Am Rand der Scheiben bleibt aufgrund des O-Rings zum Abdichten der Elektrolysezelle immer ein nichtbeschichteter Bereich. Dieser schränkt die aktive Fläche auf 9.08 cm² ein.

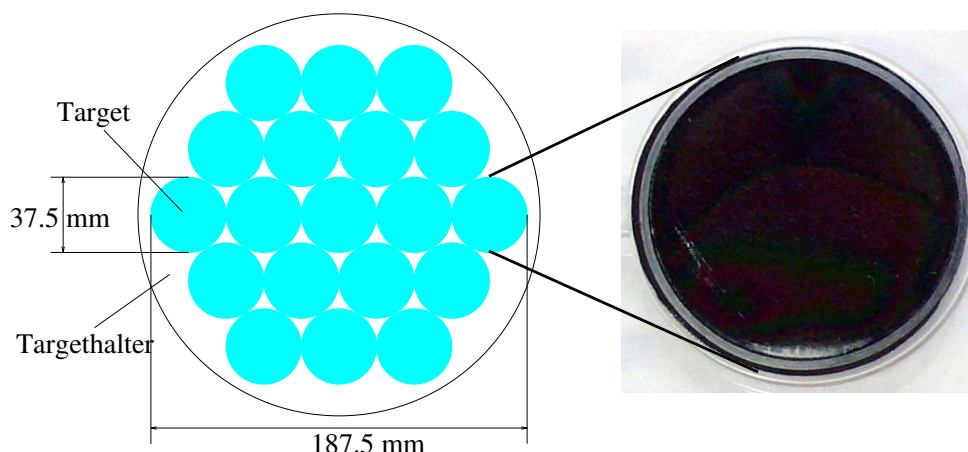


Abbildung 3.5: Dimensionierung des Targethalters. Dies entspricht der Konfiguration, welche die Fläche mit 187,5 mm Durchmesser am besten und zwar zu 62,5 % ausfüllt. Das rechte Bild zeigt eines der zu Testzwecken hergestellten Targets. Der helle Rand ist auf den bei der Herstellung durch den O-Ring abgedeckten Bereich zurückzuführen, auf welchem kein Quellmaterial abgeschieden ist.

Um die sensitive Fläche des Detektors optimal auszunutzen, sind 19 Targetscheiben in wabenförmiger Anordnung auf dem Targethalter angeordnet (Abbildung 3.5). Dies deckt ungefähr 62,5% der möglichen

¹¹engl. Abk. für Rasterkraftmikroskop

Fläche ab, wenn man berücksichtigt, dass die sensitive Fläche nur maximal der Größe des Gitters entspricht. Mit 187,5 mm Durchmesser sind die Dimensionen der Anordnung klein genug. An den Rändern ist genügend Platz, dass Alphateilchen mit Energien kleiner als 3 MeV noch im sensitiven Bereich der Kammer gestoppt werden können, denn diese haben Reichweiten von weniger als 2 cm. Alphateilchen mit höheren Energien könnten, wenn sie unter einem sehr flachen Winkel emittiert werden, eventuell nicht mehr im sensitiven Bereich gestoppt werden oder fliegen sogar in die Detektorwand. So sinkt die Nachweiseffizienz zum Rand hin immer weiter ab.

Die von den Targets abgedeckte Fläche beträgt $172,5 \text{ cm}^2$. Mit zu ^{144}Nd bzw. zu ^{147}Sm angereichertem Material, kann etwa noch ein Faktor 4 für die Quellmasse heraus geholt werden. So kann der Anteil beim ^{144}Nd von 23,8 % im natürlichen Neodym auf 89,7 % erhöht werden. Beim ^{147}Sm ist eine Steigerung von 15 % auf 98 % möglich. Die Firma ISOFLEX¹² stellt solche Anreicherungsgrade zur Verfügung. Welcher Anreicherungsgrad gewählt wird, hängt davon ab, welches Material am besten zu bekommen ist.

Für die Bestimmung der Halbwertszeit ist es wichtig die Anzahl der Mutterisotope genau zu kennen. Diese kann ermittelt werden, indem die Targets mit thermischen Neutronen aktiviert werden. Vergleicht man die Gammaaktivität mit einem Standard, für den die Anzahl der Atome bekannt ist, kann man Rückschlüsse auf die Anzahl der Isotope in der zu untersuchenden Probe ziehen. Diese Arbeiten können am Forschungsreaktor TRIGA Mark II in Mainz durchgeführt werden. Dort stehen ebenfalls alle für die Aktivitätsbestimmung erforderlichen Detektoren zur Verfügung.

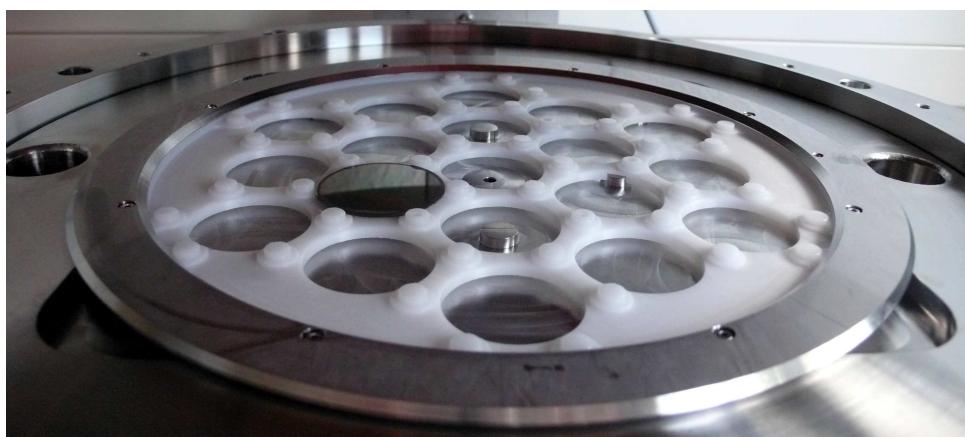


Abbildung 3.6: Der Targethalter aus Delrin ist mit Hilfe eines Edelstahlrings fixiert. Ein Samariumtarget, welches den Dimensionen der in Mainz bestellten Targets entspricht, wurde zu Testzwecken in die Kammer eingebracht.

¹²www.isoflex.com

4. Messung

Das folgende Kapitel geht auf alle, für die Charakterisierung der entstandenen Frisch-Gitterionisationskammer notwendigen Arbeitsschritte, ein. Um die vom ADC aufgenommenen Pulsformen für die Energierekonstruktion nutzen zu können, müssen nach der Messung verschiedene Verfahren angewendet werden, um die nötigen Informationen zu extrahieren. Dazu wurden verschiedene kleine Programme geschrieben. Aus den Pulsformen konnte die Zeitkonstante des Vorverstärkers bestimmt werden, welche zur Entfaltung der Pulsformen und die anschließende Pulshöhenrekonstruktion wichtig ist. Der Gitterdurchgriffsfaktor kann auf direktem Weg gemessen oder anhand einer Kalibrierung aus dem Wert für die beste Energieauflösung bestimmt werden. Auf ähnliche Weise wurde auch die optimale Hochspannung für die Anode und die Gitter ermittelt. Für den Detektor wurde eine Kalibrierung sowohl für die Energie als auch für die Effizienz vorgenommen. Die Driftzeiten der Ladungsträger geben wichtige Hinweise für die aktive Unterdrückung des Kammernulleffekts. Auf diese wird am Schluss des Kapitels nochmal im Detail eingegangen und die entwickelten Konzepte vorgestellt.

4.1. Pulsformanalyse

4.1.1. Vorbereitender Daten für die Analyse

In den *Trees*, die von WaveDumpROOT erzeugt werden, ist für jedes Ereignis und jeden Kanal ein extra Eintrag zu finden. Für die einfache und konsistente Analyse bietet es sich an, die *Trees* noch einmal umzuordnen, so dass die drei ausgelesenen Kanäle jeweils nur einem *Event* zugeordnet sind. Dies wurde mit Hilfe eines *ROOT*-Macros realisiert. Der Gebrauch von Macros erlaubt es schnell auf die Daten und deren Inhalte zuzugreifen. Der konvertierte *Tree* enthält nun alle für die Analyse wichtigen Informationen (vgl. Anhang A). Des Weiteren werden nach dem Konvertieren immer neue *Trees* angelegt, um sicher zu stellen, dass die bei der Messung entstandenen Rohdaten erhalten bleiben. Dies ist vor allem bei der weiteren Analyse interessant, da auf diesem Weg verschiedene Analysemethoden verglichen werden können.

Für die Auswertung der Daten sollten am Ende mit Hilfe der digitalen Signalverarbeitung folgende Informationen aus den Pulsen extrahiert werden. Es ist wichtig zu wissen, in welchem Kanal ein Ereignis aufgetreten ist und wann dies genau geschehen ist. Letzteres ist nur relativ zu den anderen Kanälen von Interesse. Für die Ermittlung der Ladung, welche auf den Elektroden deponiert wurde, muss die Pulshöhe aus den Daten extrahiert werden. Die Pulse enthalten noch mehr Eigenschaften, die aber für die Ermittlung einer Pulshöhenverteilung nicht von vorrangiger Bedeutung sind. Dies sind zum Beispiel Informationen, wie die Driftzeit der Elektronen oder der Gitterdurchgriffsfaktor, welche in einmaligen Messungen bestimmt werden und sich dann für die weitere Auswertung nicht mehr ändern.

Durch die Digitalisierung mit Hilfe des ADC entstehen Quantisierungsfehler. Der ADC kann die erfassten Signale nur ganzzahligen Werten zuordnen und durch Nichtlinearitäten in der Elektronik können

diese eventuell nicht ganz gleichmäßig auf den Eingangsbereich aufgeteilt sein. Dies kann dazu führen, dass einige ADC-Werte einen größeren Bereich abdecken und somit auch mehr Ereignisse zählen. Dieser Effekt sollte bei der hohen Auflösung des verwendeten ADC nur eine untergeordnete Rolle spielen. Trotzdem kann dieser Effekt mit Hilfe eines einfachen Verfahrens noch weiter minimiert werden. Beim *Dithering* wird zu jedem ADC-Wert ein Zufallswert addiert, um von der diskreten Verteilung zu einer kontinuierlichen überzugehen. Dies ist natürlich nur im Rahmen des Wertebereichs des genutzten Datentyps möglich. In diesem Fall werden Werte einer Dreiecksverteilung (vgl. Abbildung 4.1), welche *double* mit einer Auflösung von 64 Bit im Bereich -1 bis 1 ausgibt, addiert. So kann im Folgenden immer mit *double* gerechnet werden. Das durchs *Dithering* erzeugte zusätzliche Rauschen der Werte wird bei jeglicher Mittelwertbildung im Nachhinein wieder eliminiert.

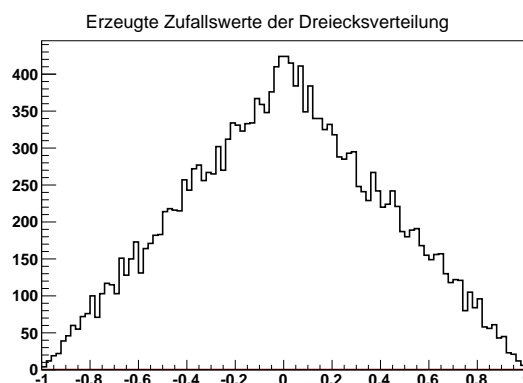


Abbildung 4.1: Ausgangswerte für das *Dithering*, welche mit Hilfe einer Dreiecksverteilung erzeugt wurden. Zu jedem Sample wird ein solcher zufälliger Wert addiert.

Um nun die Datensätze für alle weiteren Verarbeitungsschritte vorzubereiten, muss der, bei der Aufnahme der Daten mit erfasste Gleichspannungsoffset der Pulsformen unterdrückt werden. Um dies zu bewerkstelligen, wird einfach der Offset pro Ereignis und Kanal bestimmt, indem ein Mittelwert aus dem Zeitintervall bestimmt wird, in dem noch keine Drift der Ladungsträger in der Kammer stattgefunden hat. Damit dies immer funktioniert, muss der Anteil vor dem eigentlichen Ereignis im aufgenommenen Fenster ausreichend lang sein. Ist der Offset bestimmt, wird dieser von jedem Sample abgezogen.

Um aus den Pulsformen auf die induzierten Ladungen schließen zu können, muss der exponentielle Abfall, welcher durch den Widerstand im Rückkopplungszweig des Vorverstärkers hervorgerufen wird, korrigiert werden. Das Signal am Ausgang des Vorverstärkers s lässt sich durch eine Faltung der zeitlich abhängigen Ladungsmenge c mit der Pulsantwort des Vorverstärkers beschreiben. Im diskreten Fall ergibt sich:

$$s_i = \sum_{j=0}^i c_j e^{\frac{-(i-j)}{\tau}} \quad (4.1)$$

Dabei geben die Indizes i und j die Nummer der Samples im aufgenommenen Fenster an. τ ist die Zeitkonstante des Vorverstärkers. In einem rekursiven Verfahren kann ohne viel Rechenaufwand unter Kenntnis der Zeitkonstanten τ aus s auf c geschlossen werden.

In Abbildung 4.2 sind die Pulsformen vor und nach der digitalen Signalverarbeitung im Vergleich dargestellt. Sie zeigen ein typisches Alphaereignis innerhalb der Kammer. Die Elektronen, welche kurz

oberhalb der Probe erzeugt wurden, induzieren bei der Drift in Richtung Gitter und Anode im Gitter eine Spiegelladung. Dies äußert sich durch einen Anstieg im Signal des unteren Gitters (blau). Das Anodensignal (rot) wird von der Elektrondrift zu diesem Zeitpunkt kaum beeinflusst. Aufgrund dessen, dass das Gitter die Anode nicht vollständig abschirmt, wird ein kleiner Teil auch in der Anode induziert. Erreichen die ersten Elektronen das Gitter, fällt das Gittersignal wieder ab und das Anodensignal steigt an. Haben alle Elektronen den Bereich zwischen Gitter und Anode passiert, bleibt das Gittersignal je nach Winkel auf einen festen Niveau stehen und das Anodensignal enthält nun alle erzeugten Ladungen. Dazu kommt der kleine Teil, welcher auf die Ineffizienz des Gitters zurückzuführen ist. Das Signal des oberen Gitters (schwarz) bleibt von den Driftvorgängen im unteren Teil der Kammer unbeeinflusst.

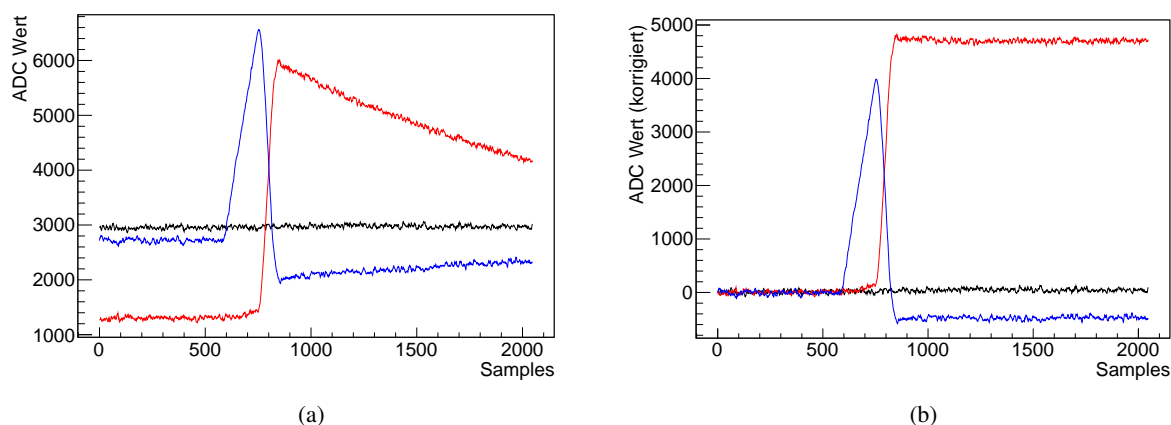


Abbildung 4.2: Die Pulsformen eines typischen Alphaereignisses. In der Darstellung der Pulsformen steht rot für die Anode, schwarz für das obere Gitter und blau für das untere Gitter. In (a) sind die Pulse abgebildet, welche vom ADC aufgenommen wurden. (b) zeigt die Pulsformen für dasselbe Ereignis nach der digitalen Signalverarbeitung. Die Abszisse nummeriert die Samples des aufgenommenen Fensters. Das sichtbare Fenster entspricht 2048 Samples. Mit einer Taktfrequenz des ADC von 100 MHz ergibt das 20,48 μ s.

Mit Hilfe eines in Software realisiertem *Constant Fraction*-Trigger (CFT) kann nun der Zeitpunkt bestimmt werden, zu dem im jeweiligen Kanal ein Ereignis aufgetreten ist. Bei Pulsen mit immer gleicher Anstiegszeit, aber unterschiedlichen Amplituden, ist der Vorteil des CFT, dass der Zeitpunkt des Triggers nur vom Pulshöhenverhältnis abhängt und nicht von einer fest eingestellten Triggerschwelle. Der ADC-Trigger ist nur abhängig von der Pulshöhe des Anodenkanals. Mit Hilfe des Softwaretriggers werden Pulsformereignisse in den jeweiligen Kanälen gesucht. Dies ist für die Unterdrückung von Untergrundeignissen von großem Interesse. Beim CFT wird ein vorher festgelegter Anteil des Pulses invertiert und zum eigentlichen Puls zeitversetzt dazu addiert. Bestimmt man den Nulldurchgang des resultierenden Pulses hat man einen Triggerzeitpunkt, der nicht mehr von der Amplitude des Signals abhängt.

Die Pulshöhenbestimmung erfolgt für jeden Kanal extra durch Mittelwertbildung. Dazu werden Samples aus einem Abschnitt genommen, in dem die Driftvorgänge in der Kammer abgeschlossen sind. Aus der Kombination der drei Pulshöhen kann dann ein Wert proportional zur induzierten Ladung bestimmt werden. Die bestimmten Pulshöhen sind noch kein Äquivalent für die Energie, da dazu noch eine detaillierte Pulsformanalyse und eine Kalibrierung notwendig sind. Nach der Signalverarbeitung bis zu diesem Punkt kann auch nicht mehr von ADC-Werten gesprochen werden, so dass im Folgenden die Pulshöhen

in beliebigen Einheiten (a.u.) angegeben werden.

Alle beschriebenen Verarbeitungsschritte wurden in einem *ROOT*-Macro realisiert. Der Programmcode der wichtigsten Funktionen ist im Anhang B zu finden.

4.1.2. Bestimmung der Zeitkonstanten τ

Für die Entfaltung der Vorverstärkersignale ist es entscheidend die Zeitkonstante τ des Vorverstärkers genau zu kennen. Dafür wurden mit Hilfe eines Pulsformgenerators (BNC PB-4) Testpulse über den vorgesehenen Anschluss auf den Eingang des Vorverstärkers gegeben. Die induzierten Pulse haben nach einem raschem Anstieg einen exponentiellen Abfall, dessen Zeitkonstante deutlich länger ist als die des Vorverstärkers ($\tau_{Anstieg} = 0.05 \mu\text{s}$, $\tau_{Abfall} = 100 \mu\text{s}$). In Abbildung 4.3 ist eine Verteilung von ermittelten Zeitkonstanten τ des Vorverstärkers zu einer Messung abgebildet. Durch einen Gaußfit im näheren Bereich um den Peak wird dann τ bestimmt. Dies wurde zur Kontrolle für vier verschiedene Pulshöhen, welche den ganzen Eingangsbereich des ADC abdecken, durchgeführt. In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Diese sind aufgrund aller weiteren Berechnungen in Samples angegeben, können aber leicht in Zeiten umgerechnet werden.

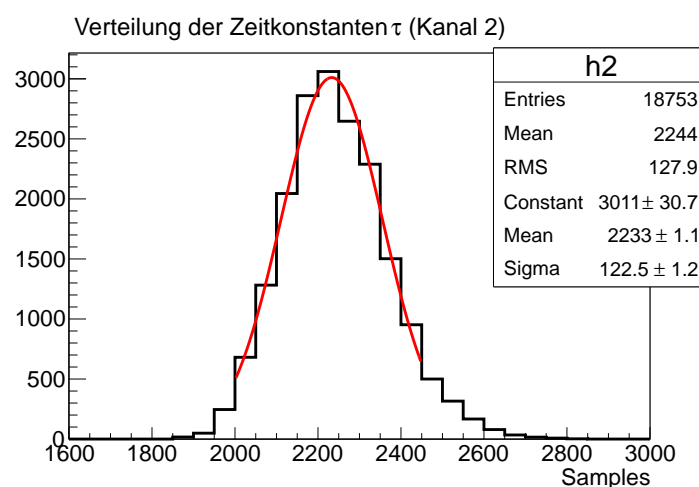


Abbildung 4.3: Verteilung der gemessenen Zerfallsskonstanten τ des Kanal 2 des Vorverstärkers. Mit Hilfe eine Gaußfits wurde τ bestimmt.

Man erkennt eine leichte Pulshöhenabhängigkeit der Zeitkonstanten des Vorverstärkers. Um die Abhängigkeit der Energieauflösung von τ zu untersuchen, wurde mit einem Kalibrierstandard (vgl. Abschnitt 4.1.4) eine Messung durchgeführt. Die Zeitkonstanten für die Signalverarbeitung wurden in einem Intervall von 2000 Samples bis 2400 Samples für jeden Kanal variiert. Es ergab sich, dass der Einfluss sehr gering ist. Die beste relative Pulshöhenauflösung $\frac{\sigma(P)}{P}$ lies sich mit den in Tabelle 4.1 angegebenen Werten, welche später auch für die Analyse genutzt wurden, erzielen. So wird eine Auflösung von $\frac{\sigma(P)}{P} = (0.586 \pm 0.005)\%$ erreicht. Für andere τ weichen die Werte gerade mal um 2 % von dem besten Wert ab. Das bedeutet, dass die Schwankungen der Zeitkonstanten keinen erheblichen Einfluss auf die Auswertung der Messung haben und somit keine Korrektur der Pulshöhenabhängigkeit von τ notwendig ist.

Messung	Kanal 1	Kanal 2	Kanal 3
1	2198	2206	2133
2	2242	2233	2169
3	2297	2297	2218
4	2345	2345	2263
$\bar{\tau}$	2270.5	2270.25	2195.8
τ genutzt	2300	2300	2200

Tabelle 4.1: Die Zeitkonstanten der drei Kanäle des Vorverstärkers in ADC-Samples. Die Verteilungen der τ haben alle eine Halbwertsbreite von etwa 120 Samples. $\bar{\tau}$ ergibt sich aus dem Mittelwert der vier Messungen. Die letzte Zeile gibt die Werte an, welche für die Signalverarbeitung genutzt werden.

4.1.3. Auflösung der Ausleseelektronik

Zum Bestimmen der elektronischen Auflösung des Detektors wurden, wie im vorherigen Abschnitt, mit Hilfe des Pulsformgenerators definierte Ladungsmengen auf den Eingang des Vorverstärkers gegeben. So kann der Einfluss des Vorverstärkers und des ADC auf die Energieauflösung ermittelt werden, da die Selbstabsorption von Alphateilchen in der Probe bzw. die statistische Fluktuation der Ladungsträgerproduktion im Zählgas keine Rolle spielen. Die Einstellungen am Pulsformgenerator entsprechen denen, die zur Bestimmung der Zeitkonstanten des Vorverstärkers gewählt wurden. Die Pulshöhe und deren Schwankungen wurden mit Hilfe eines Gaußfits ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Messung	Mittelwert \bar{x} / a.u.	Breite σ / a.u.	σ/\bar{x}
01	12500,0	25,2	0,0020
02	9351,3	26,0	0,0028
03	7777,1	25,0	0,0032
04	4631,9	25,2	0,0054
05	1512,1	25,3	0,0167

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Messungen mit Testpulsen. Man erkennt gut, dass die elektrische Auflösung nicht von der Pulshöhe der induzierten Pulse abhängt.

Man erkennt, dass die Schwankungen der Pulshöhen nicht von der Pulshöhe abhängt. Sie beträgt immer etwa 25 a.u., was beim ^{239}Pu Peak mit einer Peaklage bei etwa 4500 a.u. einer elektronischen Auflösung von $\frac{\sigma(P)}{P} = 0,54\%$ entspricht. In späteren Messungen, welche mit Kalibrierstandards durchgeführt wurden, werden Pulshöhenauflösungen von etwa $\frac{\sigma(P)}{P} = 0,4\%$ erreicht. Dies deutet darauf hin, dass die vom Pulsformgenerator ausgegebenen Pulse selbst keine gute Auflösung haben und die damit einhergehenden Pulshöhenschwankungen die Messung dominieren.

Werden die Schwankungen der Nulllinie der vom ADC aufgenommenen Pulsformen bestimmt, ergibt sich eine weitere Möglichkeit auf die elektronische Auflösung des Detektors zu schließen. Dies wurde analog zur Bestimmung der Pulshöhen durchgeführt, nur dass nicht der Mittelwert aus den letzten Samples, sondern der aus den ersten Samples, in dem vom ADC aufgenommenen Fenster, genutzt wurde. In diesem Zeitintervall sollten noch keine Driftprozesse der Ladungsträger im Detektor begonnen haben. In Tabelle 4.3 sind die aus den Verteilungen der Standardabweichungen ermittelten Mittelwerte zusammengefasst. Eine Schwankung von 1,4 a.u. entspricht etwa einer Pulshöhenauflösung von 0.03 %

bei 5,1 MeV. Die auf diesem Weg bestimmte elektronische Auflösung des Detektors ist deutlich besser als die, welche mit den Pulsformgenerator ermittelt wurde.

Kanal	Mittelwert der Standardabweichungen / a.u.
1	$1,403 \pm 1,086$
2	$1,398 \pm 1,062$
3	$1,376 \pm 1,085$

Tabelle 4.3: Die aus den Verteilungen der Standardabweichungen ermittelten Mittelwerte. Die Analyse wurde für die gleiche Messung für alle drei Kanäle durchgeführt.

4.1.4. Bestimmung des Gitterdurchgriffsfaktors

Für alle folgenden Messungen wurde ein Alpha-spektroskopischer Kalibrierstandard genutzt. Dieser besteht aus einem Edelstahlblättchen, auf welchem die für die Kalibrierung nötigen Isotope aufgebracht sind. Meist handelt es sich um isotonenreine Präparate, so dass nur eine sehr dünne Schicht aufgetragen werden muss. Das FWHM¹ der Alpha-Peaks ist kleiner als 20 keV. Die Zusammensetzung des genutzten Standards, die zu erwartenden Energien und die Aktivität zum Zeitpunkt der Messung sind in Tabelle 4.4 zu finden. Die Aktivität des Standards ist vergleichsweise hoch, so dass nicht zu erwarten ist, diese mit dem relativ langsamen ADC komplett erfassen zu können. Dies ist bei allen Messungen, bei denen keine genaue Kenntnis der Effizienz von Nöten ist, auch nicht entscheidend.

Isotop	Energie / keV	Intensität / %	A / kBq (01.12.2012)
²³⁹ Pu	5156,59 14	73,3 8	1,000
	5144,3 8	15,1 8	
	5105,5 8	11,5 8	
²⁴¹ Am	5485,56 12	84,5 10	0,973
	5442,80 13	13,0 6	
²⁴⁴ Cm	5762,70 3	23,6 2	0,519
	5804,82 5	76,4 2	

Tabelle 4.4: Zusammensetzung des Kalibrierstandards, welcher für die Testmessungen in der Kammer benutzt wurde [Eks04].

Für die Rekonstruktion der in der Kammer erzeugten Ladung nach Gleichung 2.27 benötigt man den Gitterdurchgriffsfaktor σ . Dieser kann für eine gegebene Geometrie ausgerechnet werden und ist für diesen Fall in Tabelle 3.1 zu finden. Geht man davon aus, dass Gleichung 2.18 in dem Zeitintervall gilt, in dem die Ladungen schon im Gas erzeugt wurden, aber das Gitter noch nicht erreicht haben, kann man durch einen Vergleich der induzierten Ladungen in diesem Zeitbereich den Gitterdurchgriffsfaktor σ leicht messen. Das optimale Zeitintervall findet man zwischen den Triggerzeitpunkten von Gitter- und Anodenpuls. Durch einen linearen Fit können die Anstiege des Anodenpulses m_{Anode} bzw. des Gitterpulses m_{Gitter} ermittelt werden.

Mit der Beziehung

$$\sigma = \frac{m_{Anode}}{m_{Gitter}} \quad (4.2)$$

¹Bezeichnung der Halbwertsbreite. Aus dem engl. Full Width at Half Maximum

kann nun für jedes Ereignis einer Messung der Gitterdurchgriffsfaktor bestimmt werden. In Abbildung 4.4 ist die Verteilung der σ einer Messung aufgetragen. Wird davon ausgegangen, dass die Werte annähernd gaußverteilt sind, kann dies mit Hilfe eines einfachen Gaußfits bestimmt werden. Mit Hilfe des

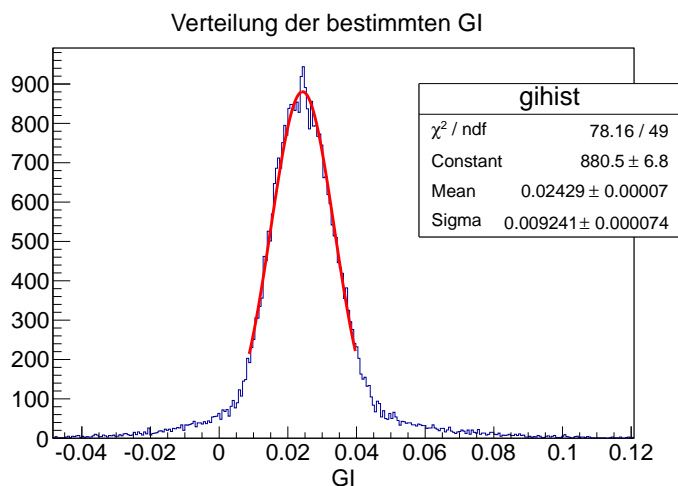


Abbildung 4.4: Verteilung der gemessenen Gitterdurchgriffsfaktoren die Messung mit $V_{Anode} = 1200$ V und $V_{Gitter} = 800$ V. Die Probe ist in der Mitte der Kammer platziert.

Kalibrierstandards wurden verschiedene Messungen bei verschiedenen Elektrodenspannungen durchgeführt. Des Weiteren wurde der Standard an verschiedenen Positionen auf dem Targethalter positioniert, um auch den ortsabhängigen Einfluss der erzeugten Ladung zu untersuchen.

In Tabelle 4.5 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Auf die Korrektur des Gitterdurchgriffsfaktors und dessen Auswirkung auf die Energieauflösung wird im Abschnitt 4.3 eingegangen.

Messung	V_{Anode} / V	V_{Gitter} / V	σ	Breite der Verteilung
Mitte der Kammer	1200	600	$2.94 \cdot 10^{-2}$	$0.84 \cdot 10^{-2}$
Mitte der Kammer	1200	700	$2.78 \cdot 10^{-2}$	$0.80 \cdot 10^{-2}$
Mitte der Kammer	1200	800	$2.43 \cdot 10^{-2}$	$0.92 \cdot 10^{-2}$
Mitte der Kammer	1200	1000	$2.86 \cdot 10^{-2}$	$0.71 \cdot 10^{-2}$
Rand der Kammer	1200	800	$2.41 \cdot 10^{-2}$	$0.90 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 4.5: Zusammenfassung der Ergebnisse der Messung zur Bestimmung der Gitterdurchgriffsfaktoren σ . Die Abweichung beim Anpassen der Gaußfunktion sind sehr gering ($< 0.1\%$) und wurden nicht aufgeführt. Die Breiten der Verteilungen geben ein gutes Maß dafür wie stark σ pro Messung schwankt.

4.1.5. Bestimmung der Elektrondriftgeschwindigkeit im Zählgas

Für die Messung der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas wurde auf andere Alpha-aktive Quellen zurück gegriffen. Es empfiehlt sich, mit möglichst niedrigen Alphaenergien zu messen. So werden alle Ladungen möglichst nah an der Quelle, also am unteren Ende zwischen Kathode und Gitter erzeugt. Anschließend wird die Zeit gemessen, die bis zum Erreichen des Gitters benötigt wird. Diese Zeitspanne stellt ein Maß für die Geschwindigkeit der Elektronen dar, die durch das Gas driften. So wurde mit einer Samariumprobe (ca. 0.5 Bq), wie sie in Abschnitt 3.3 beschreiben ist, und einer sehr

schwachen ^{241}Am Quelle ($A = (3,56 \pm 0,08) \text{ Bq}$) in Kombination gemessen. Aufgrund der sehr niedrigen Aktivitäten der Quellen sind lange Messzeiten von mehreren Tagen nötig, um genügend Ereignisse für eine Auswertung zur Verfügung zu haben. In Abbildung 4.5 ist eine Pulshöhenverteilung der an der Anode anliegenden Signale dargestellt. Man erkennt zwei sehr breite Peaks, wobei der eine bei etwa 5000 a.u. dem ^{241}Am zuzuordnen ist, der bei etwa 2000 a.u. dem ^{147}Sm . Alphateilchen mit einer Energie von 2,24 MeV haben bei Atmosphärendruck eine Reichweite von 14 mm (vgl. Anhang C.1). Somit lässt sich der Bereich, in welchem die Elektronen ihre Drift beginnen, ausreichend einschränken. Durch die einfa-

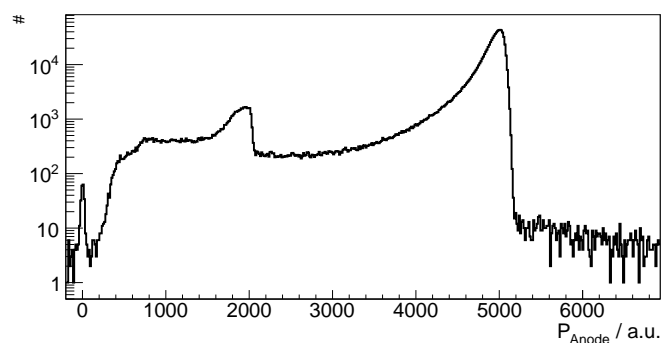


Abbildung 4.5: Pulshöhenverteilung der Anodenpulse zum Überblick für die Schnitte auf die Ereignisse mit niedrigen Energien. Der Peak bei etwa 2000 a.u. kann dem ^{147}Sm zugeordnet werden. Der Peak bei etwa 5000 a.u. entspricht den Alphaereignissen des ^{241}Am

che Handhabung der *Trees* lassen sich nun beliebige Parameterkombinationen mit beliebigen Schnitten leicht darstellen. Die Driftzeiten lassen sich aus der Differenz der Triggerzeiten des Anodenpuls und des Gitterpulses ermitteln. In Abbildung 4.6 sind die Driftzeiten zu verschiedenen Pulshöhenbereichen dargestellt. Die Anodenspannung beträgt $V_{\text{Anode}} = 1200 \text{ V}$, die Gitterspannung $V_{\text{Gitter}} = 800 \text{ V}$. Der Druck entspricht etwa einer Atmosphäre. Die rote Kurve zeigt alle berechneten Driftzeiten. Die grüne Kurve zeigt die Driftzeiten für alle Ereignisse, die eine Pulshöhe von weniger als 2000 a.u. haben. Erkennbar ist, dass bei dieser Verteilung im Gegensatz zu der Verteilung in blau, bei der nur Pulshöhen von über 4000 a.u. zugelassen sind, die Pulshöhen relativ scharf um einen wahrscheinlichsten Wert verteilt sind. Dieser wurde unter Zuhilfenahme eines Fits bestimmt. Die blaue Verteilung ist zu kürzeren Driftzeiten hin verschoben, da die Elektronen nach ihrer Erzeugung einen kürzeren Weg zurücklegen müssen. Mit einer Driftzeit von 217 Abtastzyklen respektive $2,17 \mu\text{s}$ auf 10 cm Driftstrecke ergibt das eine Driftgeschwindigkeit von $0,46 \cdot 10^5 \text{ m/s}$. Die Verteilung ist 13 Abtastzyklen breit. Dies entspricht etwa 6 %. Das Ergebnis stimmt gut mit den Vorhersagen aus Abbildung 2.4 überein.

Bei einer weiteren Messung wurde die Gitterspannung auf $V_{\text{Gitter}} = 600 \text{ V}$ abgesenkt, was eine Verringerung der Driftgeschwindigkeit auf $0,35 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ bewirkte. Dies wäre für berechnete Feldstärken in der Kammer von $0,8 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ bzw. $0,6 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ im Widerspruch zur Vorhersage. Man würde beim Erhöhen der Feldstärke eigentlich eine Verringerung der Driftgeschwindigkeit erwarten. Dies kann darauf hindeuten, dass das elektrische Feld in der Kammer nicht homogen ist und somit deutlich geringer ausfällt, als es die einfache Rechnung vorhersagt. Für Feldstärken unter $0,2 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ würde die Hierarchie wieder stimmen.

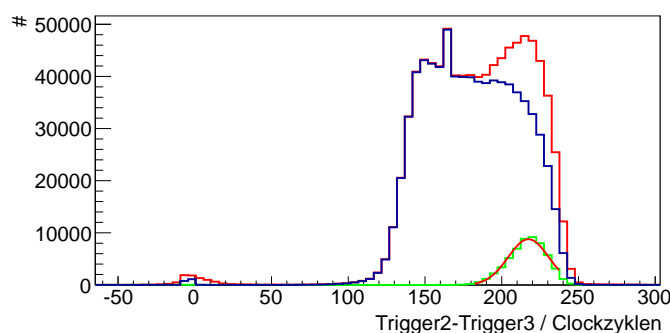


Abbildung 4.6: Die Driftzeiten als Differenz der Trigger. Die rote Kurve zeigt die Verteilung der Driftzeiten ohne Einschränkungen auf die Pulshöhe. Die anderen beiden Kurven zeigen die Driftzeitverteilung für Pulshöhen unter 2000 a.u. in grün und für Pulshöhen über 4000 a.u. in blau. An die grüne Kurve wurde ein Gaußfit gelegt um den Mittelwert des Peaks einfach zu bestimmen.

4.2. Bestimmen der optimalen Hochspannung

Um die optimalen Spannungen für die Elektroden zu finden, wurden mit dem Kalibrierstandard Messungen mit gleichen geometrischen Bedingungen und gleichem Kammerdruck, aber variierten Spannungen durchgeführt. Die optimalen Spannungen sind am Punkt der besten Energieauflösung zu finden. Um diesen zu ermitteln, wurde folgende Funktion an den ^{239}Pu Peak angepasst:

$$F = \frac{p_0}{p_2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-p_1}{p_2} \right)^2} + p_4 \cdot x + p_3 \quad (4.3)$$

Diese entspricht im Wesentlichen der Summe aus einer Normalverteilung mit dem Mittelwert p_1 und der Breite p_2 und einer linearen Funktion mit dem Anstieg p_4 und dem Achsenabschnitt p_3 . Dieses Modell beschreibt den Peak gut, welcher aus Untergrundereignissen besteht, die man in erster Näherung linear beschreiben kann und einem, aufgrund der Energieauflösung des Detektors, verschmierten Alphapeak. Die Wahl der Hochspannung ist unabhängig von der im Detektor deponierten Ladungsmenge. Sie ist nur abhängig von der Detektorgeometrie (vgl. Gleichung 2.22). So reicht es die Hochspannung für den ^{239}Pu Peak zu optimieren. Die Auflösung des Detektors reicht nicht aus, um die verschiedenen Energien der einzelnen Isotope zu trennen. In Abbildung 4.7 ist die Situation nochmal verdeutlicht. p_2/p_1 ist ein gutes Maß für die relative Energieauflösung des Detektors und hängt durch

$$\frac{FWHM}{E} = \frac{\sqrt{2 \ln 2} p_2}{p_1} \quad (4.4)$$

direkt mit der Halbwertsbreite des Detektors zusammen. Diese kann durch eine Korrektur des Gitterdurchgriffsfaktor noch etwas verbessert werden. Dies spielt für die Optimierung der Hochspannungen keine Rolle, da die Korrektur des Gitterdurchgriffsfaktors nicht spannungsabhängig ist. In Abbildung 4.7 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Zuerst wurde bei fester Anodenspannung die Gitterspannung optimiert. Das beste Verhältnis liegt bei:

$$\frac{V_{\text{Anode}} - V_{\text{Gitter}}}{V_{\text{Gitter}} - V_{\text{Kathode}}} = \frac{500\text{V}}{900\text{V}} = 0.56$$

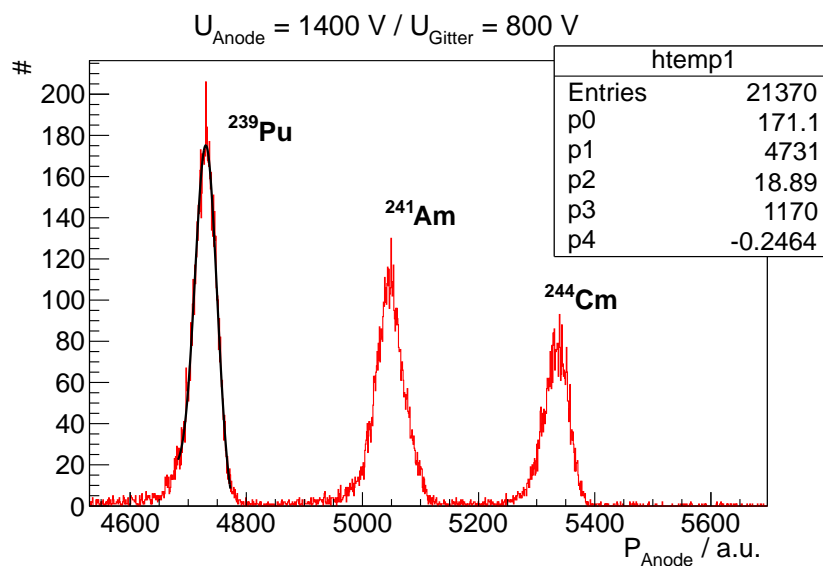


Abbildung 4.7: Eine mit dem Kalibrierstandard aufgenommene Pulshöhenverteilung. In den ^{239}Pu Peak wurde für jedes Spannungsverhältnis eine Funktion nach 4.3 angepasst. Aus den gewonnenen Parametern konnte ein vorläufiges Maß für die Energieauflösung gewonnen werden.

Das ergibt ein Spannungsverhältnis von etwa $\frac{V_{\text{Kathode}}}{V_{\text{Anode}}} = 2/3$ und entspricht so auch dem aus den theoretischen Vorüberlegungen ermittelten Wert. Um die absolute Spannung zu optimieren, wurde bei festem Spannungsverhältnis die Anodenspannung von 1200 V bis 1800 V variiert. Wie in Abbildung 4.7 zu erkennen ist, ist der Einfluss auf die Energieauflösung gering. Bei Spannungen größer als $V_{\text{Anode}} = 1600 \text{ V}$ wird die Energieauflösung schlechter, da unerwartete Hochspannungsüberschläge auftreten. So wurde eine möglichst niedrige Hochspannung gewählt, um genau diese Effekte auszuschließen. Im Folgenden wurde bei allen Messungen mit einer Anodenspannung von $V_{\text{Anode}} = 1200 \text{ V}$ und einer für beide Gitter gleichen Spannung von $V_{\text{Gitter}} = 800 \text{ V}$ gearbeitet.

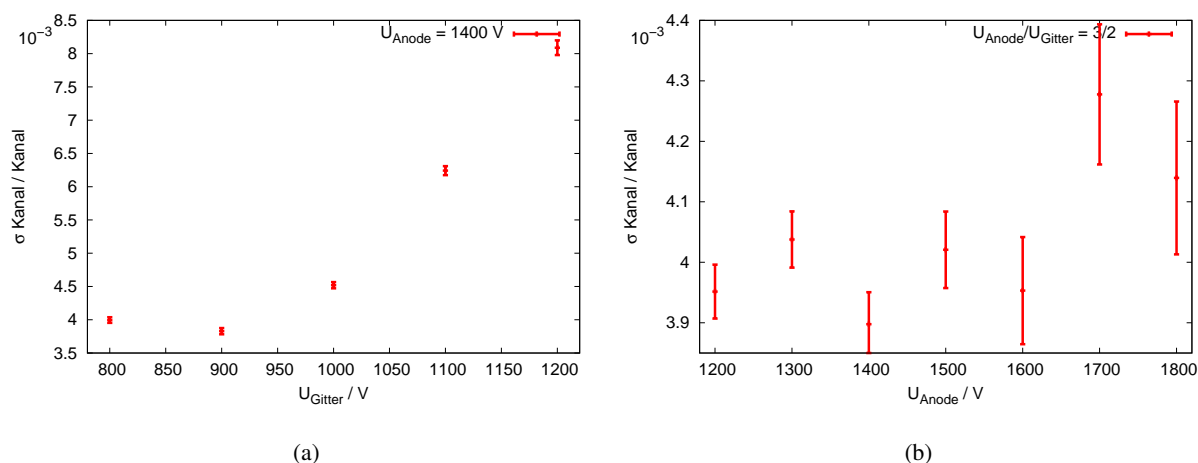


Abbildung 4.8: Die Abhängigkeit der Energieauflösung (a) vom Spannungsverhältnis von Anode zu Gitter bei fester Anodenspannung $V_{\text{Anode}} = 1400 \text{ V}$ und (b) der Anodenspannung bei festem Spannungsverhältnis $\frac{V_{\text{Kathode}}}{V_{\text{Anode}}} = 2/3$.

4.3. Pulshöhenrekonstruktion und GI-Korrektur

Die Erfassung der Pulsformen der Anode und der Gitter hat den Vorteil, dass der Gitterdurchgriff nach der Messung noch korrigiert werden kann. Geht man von Gleichung 2.27 aus, benötigt man dafür lediglich die Pulshöhen der Anode und der Kathode. Aufgrund der Ladungserhaltung (Gleichung 2.28) kann das Kathodensignal aus dem der Anode und des Gitters rekonstruiert werden. Für die korrigierten Pulse folgt:

$$P_{Anode}^{korrigiert} = g \cdot (P_{Anode}^{real} + \sigma(P_{Anode}^{real} + P_{Gitter})) \quad (4.5)$$

Dabei ist g ein von σ abhängiger Normierungsfaktor, der lediglich Einfluss auf die absolute Peaklage hat, aber nicht auf die Energieauflösung. So kann $g = 1$ gewählt werden, um die Rechnungen im Folgenden weiter zu vereinfachen. Um nun den für die Pulshöhenkorrektur optimalen Gitterdurchgriffsfaktor zu finden, wurden für die Daten einer Kalibrationsmessung die Pulshöhen mit verschiedenem σ korrigiert. Als Orientierung diente der Wert, welcher in Abschnitt 4.1.4 gemessen wurde. Analog zu der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Methode zur Ermittlung der optimalen Hochspannung kann auch hier die Funktion 4.3 an den ^{239}Pu Peak angepasst werden. Der optimale Gitterdurchgriffsfaktor entspricht dem Minimum der Pulshöhenauflösung. In Abbildung 4.9 ist die Abhängigkeit der Pulshöhenauflösung vom Gitterdurchgriffsfaktor dargestellt. Das Minimum ist bei etwa $\sigma = 0,06$ zu finden. Mit diesem Wert kann nun ein Äquivalent zur im Detektor erzeugten Ladungsmenge berechnet werden. Im Gegensatz zu den nichtkorrigierten Daten kann hier eine Verbesserung der Pulshöhenverteilung um etwa 12 % von $\sigma(P)/P = 0,575\%$ auf $\sigma(P)/P = 0,505\%$ für den ^{239}gPu Peak erreicht werden. Je nach Messanforderung sollte diese Korrektur dann auch vorgenommen werden. Zu dieser Messung ist noch zu bemerken, dass ein anderer Alphastandard genutzt wurde. Dieser hat zwar die gleiche Zusammensetzung, wie der aus den vorherigen Messungen, jedoch eine etwas schlechtere Linienbreite. Dies erklärt die geringfügig schlechtere Pulshöhenauflösung dieser Messung.

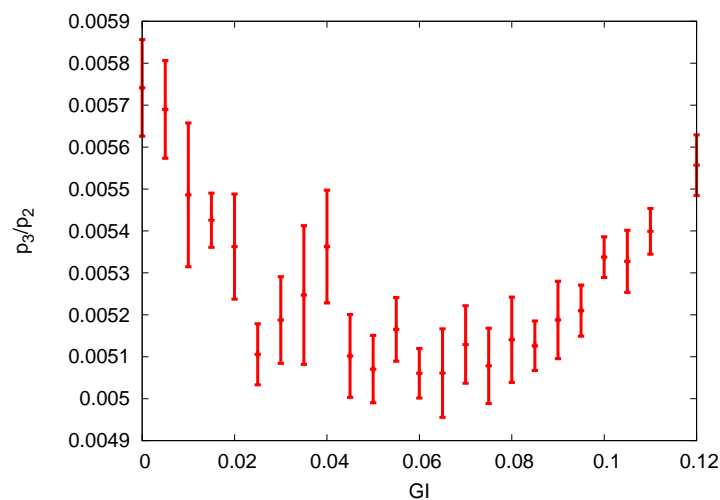


Abbildung 4.9: Die Auflösung $\sigma(P)/P$ des ^{239}Pu Peaks in Abhängigkeit des Gitterdurchgriffsfaktors σ . Für die Korrektur des Gitterdurchgriffs ist ein Wert um $\sigma = 0,06$ optimal.

4.4. Kalibrierung

4.4.1. Energiekalibrierung

Für die Kalibrierung des Detektors sind Messungen sowohl mit dem Alphastandard (^{239}Pu / ^{241}Am / ^{244}Cm vgl. Abschnitt 4.1.4) als auch mit dem Mix aus dem ^{147}Sm -Target und der ^{241}Am -Quelle (vgl. Abschnitt 4.1.5) durchgeführt worden. So konnte mit den Isotopen des Standards der Energiebereich zwischen 5,1 MeV und 5,8 MeV abgedeckt werden. Für den niederenergetischen Bereich wurde das ^{147}Sm genutzt.

Für die Zuordnung der Pulshöhen zu den Alphaenergien der jeweiligen Isotope ist es erforderlich, dass mit Hilfe geeigneter Modelle aus der Form der Pulshöhenverteilung auf die Alphaenergie geschlossen werden kann. Für die Peaks welche in den Messungen des Alphastandards zu finden sind, wurde wie in Abschnitt 4.2 die Summe aus einem linearen Untergrund und einer Gaußverteilung angenommen. Für die Messung am ^{147}Sm und dem ^{241}Am konnte diese Verteilung nicht genutzt werden, da die Selbstabsorption in der Probe zu stark ist und die Pulshöhenverteilungen ausgehend von der Alphaenergie des Isotops zu niedrigen Energien hin einen ausgeprägten Ausläufer hat. Ein geeignetes Modell lässt sich wie folgt formulieren:

$$F = -\frac{p_0}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x - p_1}{p_2 \sqrt{2}} \right) \right) + p_3 \quad (4.6)$$

Dies beschreibt im Wesentlichen die Faltung einer Gaußverteilung mit einer Stufenfunktion, zu welcher ein konstanter Anteil addiert wird. Die Stufenfunktion repräsentiert die Situation in einem sehr kleinen Bereich um die maximal gemessene Alphaenergie zu einem Isotop. Die emittierten Alphateilchen erfahren Selbstabsorption in der Probe und mit zunehmender Probentiefe wird entsprechend mehr Energie in der Probe deponiert. Die Gaußverteilung hat die Breite der Detektorauflösung. So wird p_1 der Alphaenergie zugeordnet und p_2 der Detektorauflösung. p_3 beschreibt den zur Messung hinzukommenden Untergrund in diesem Bereich. In Abbildung 4.10 ist der an die Daten angepasste Fit dargestellt.

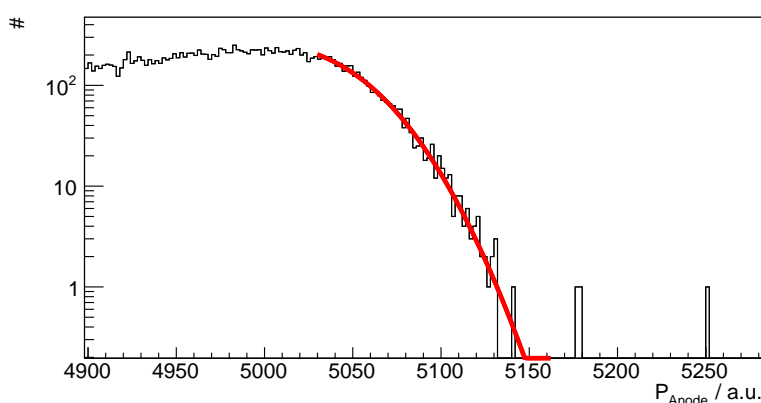


Abbildung 4.10: Die rote Kurve zeigt die nach Gleichung 4.6 an die Pulshöhen zum ^{241}Am gehörenden Ereignisse angepasste Funktion. Die gleiche Funktion wurde an die ^{147}Sm Ereignisse angepasst (vgl. Abbildung 4.5).

Beide Verteilungen sind nur einfache Parametrisierungen der Pulshöhenverteilungen. Diese könnten mit Hilfe von geeigneten Simulationen den Gegebenheiten besser angepasst werden, sollen aber für die fol-

genden Untersuchungen ausreichen.

Für die Kalibrierung wurde aufgrund der wenigen Energiepunkte, die zur Verfügung stehen, eine einfache Annahme gemacht. Bevor die Pulshöhen ermittelt werden, wird bei allen Ereignissen der Gleichspannungsanteil unterdrückt. Außerdem kann man davon ausgehen, dass die erzeugte Ladungsmenge proportional zur im Detektor deponierten Energie ist. So ist folgende Annahme gerechtfertigt:

$$E = \frac{1}{k} P^{\text{korrigiert}} \quad (4.7)$$

Das heißt, dass in diesem Fall nur ein Proportionalitätsfaktor k die Kalibrierung beschreibt. Sollten mehr Isotope als die oben genannten für die Kalibrierung zur Verfügung stehen, kann diese Formulierung noch angepasst werden. In Tabelle 4.6 sind für verschiedene Kalibrierungen die ermittelten k aufgelistet. Um eventuelle Abhängigkeiten zu erkennen, wurden die Messungen sowohl bei verschiedenen Kammerdrücken, als auch mit unterschiedlichen Probenpositionen durchgeführt.

Messung	Druck / mbar	$k / \frac{\text{a.u.}}{\text{keV}}$
$^{147}\text{Sm} + ^{241}\text{Am}$	1017	$0,9788 \pm 0,0046$
Standard (Mitte) 1	962	$0,9497 \pm 0,0023$
Standard (Mitte) 2	1023	$0,9458 \pm 0,0027$
Standard (Mitte) 3	1023	$0,9431 \pm 0,0022$
Standard (Rand) 4	995	$0,9548 \pm 0,0031$
Gewichtetes Mittel		$0,9497 \pm 0,0012$

Tabelle 4.6: Ergebnisse der Kalibrationsmessungen, bei welcher die Position der Probe und der Kammerdruck variiert wurden. m entspricht dem Anstieg der an die Punkte angepassten Geraden.

Man erkennt, dass die Werte für m leicht schwanken. Diese Schwankungen treten immer nach dem Öffnen des Detektors und dem damit verbundenen Gaswechsel auf. Da sich diese Prozedur vor einer Messung nicht vermeiden lässt, sollte man davon ausgehen, dass die Energiekalibrierung nicht immer genau ist. So beträgt die Differenz zwischen den am stärksten abweichenden Werten etwa 3,7 %.

Um die Energieauflösung der Kammer zu ermitteln, wurde der ^{239}Pu -Peak aus dem Spektrum des Alphastandards untersucht. Bei diesem Isotop war die beste Linienbreite zu finden. Bei den Isotopen aus dem Standard treten immer mehrere Linien auf. Dies führt dazu, dass nicht für alle Isotope die Linienbreite bestimmt werden kann. Ein weiterer Wert bei niedrigeren Energien konnte aus der ^{147}Sm Messung gewonnen werden. Folgende Tabelle fasst die Werte zusammen.

Isotop	E_α / keV	$FWHM / \text{keV}$	$\frac{FWHM}{E_\alpha}$
^{147}Sm	2233	36,4	1,63 %
^{239}Pu	5143,7	44,2	0,86 %

Tabelle 4.7: Die Energieauflösung für zwei verschiedene Alphaenergien. Die Energie, welche für ^{239}Pu angegeben ist, ist ein Mittel aus den häufigsten auftretenden Energien des Isotops.

Man erkennt, dass die Linienbreite der Einzelmessungen deutlich besser ist als die Abweichungen, die durch die Energiekalibrierung entstehen. Aufgrund der wenigen Punkte ist die Berechnung des Fanofaktors und die damit verbundene Abschätzung der wirklich erzeugten Ladung im Zählgas nicht möglich.

4.4.2. Langzeitstabilität

Da sich die Messungen am ^{144}Nd über mehrere Wochen hinziehen werden, ist die Stabilität der Energiekalibrierung der Kammer wichtig. Dazu wurde eine Langzeitmessung mit Hilfe der 3 Bq ^{241}Am -Quelle über fünf Tage durchgeführt. Während der Messung gab es keinen Gaswechsel. Die Messung wurde in Zeitintervalle von fünf Stunden eingeteilt und dann jeweils die Peaklage und die Peakbreite bestimmt. In Abbildung 4.11 ist die Abhängigkeit dieser Parameter von der Zeit dargestellt. Temperatur und Kammerdruck sind ebenfalls als Funktion der Messzeit dargestellt.

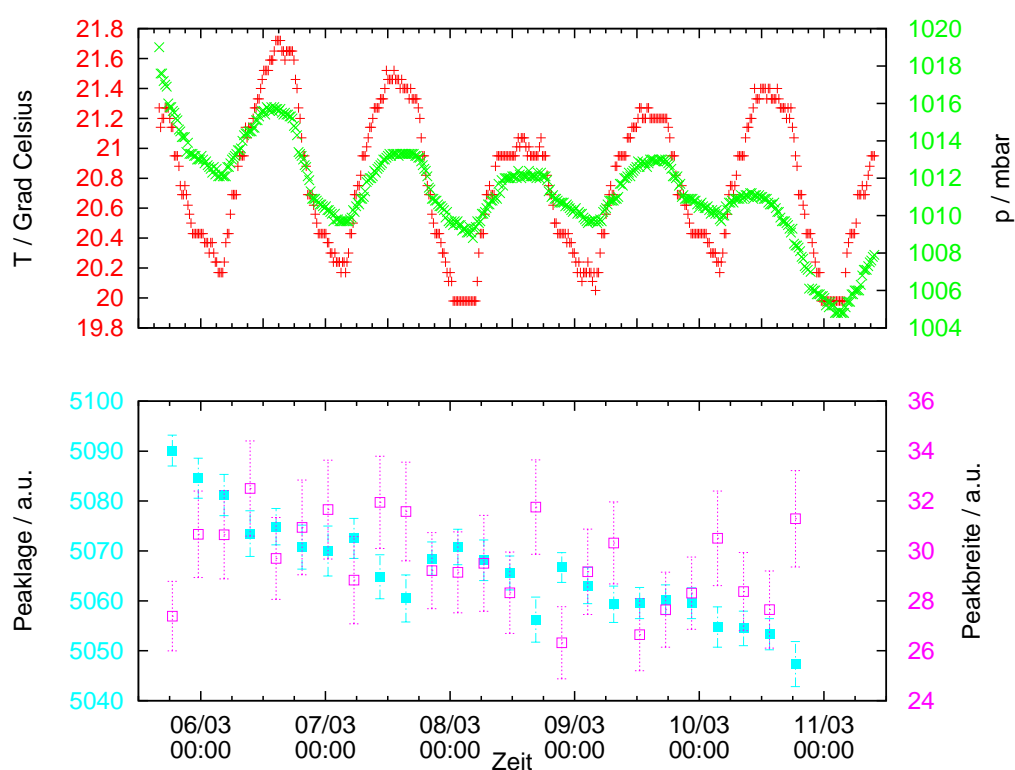


Abbildung 4.11: Die Abhängigkeit der Peaklage und der Peakbreite der Pulshöhenverteilung der ^{241}Am -Quelle und der Temperatur bzw. des Kammerdrucks von der Zeit. Die Temperatur ist deutlich abhängig von der Tageszeit, was auch den Kammerdruck beeinflusst.

Man erkennt, dass die Peaklage mit der Zeit zu niedrigen Pulshöhen hin verschoben wird. Dies macht nur einen Effekt von weniger als 1 %. Die Peakbreite ist kaum beeinflusst von der Zeit. Außerdem scheint es keine Korrelation mit der Temperatur bzw. des Kammerdrucks zu geben. Diese unterliegen deutlichen Tag-Nacht-Schwankungen. Für eine Langzeitmessung könnte dieser Effekt also behoben werden, wenn die Kammer in regelmäßigen Abständen neu mit Gas gefüllt wird.

4.4.3. Effizienzkalibrierung

Die Nachweiseffizienz des Detektors ist bei der Messung von Halbwertszeiten ein wichtiger Parameter. Um diese zu bestimmen, ist eine Messung mit Hilfe der schwachen ^{241}Am Quelle (vgl. Abschnitt 4.1.5) durchgeführt worden. Diese hat eine Aktivität von $(3,56 \pm 0,08) \text{ Bq}$. Die Nachweiseffizienz ergibt sich aus dem Verhältnis von Zählrate Z_{netto} zur Aktivität der Quelle A_{Quelle} .

$$\epsilon = \frac{Z_{\text{netto}}}{A_{\text{Quelle}}} \quad (4.8)$$

Die Americium-Quelle lag auf der Position 2 im Detektor. Vier verschiedene Positionen im Detektor sind möglich. Diese sind zur Übersicht in Abbildung 4.12 dargestellt. Position 2 ist ausreichend weit vom Rand der Kammer entfernt, so dass alle emittierten Alphateilchen aus der Probe auch im sensitiven Bereich des Detektors gestoppt werden. Bei der Messung über 6 Stunden ergab sich eine Zählrate zwischen den Pulshöhen 1000 a.u. und 5200 a.u. von $(1,682 \pm 0,009) \text{ s}^{-1}$. Dabei ist zu beachten, dass die Zählrate bei dickeren Proben von der unteren Schwelle abhängen kann, da Alphateilchen, die sehr viel Energie in der Probe verloren haben, eventuell nicht mehr mitgezählt werden. Die untere Schwelle wurde so gewählt, dass die Effekte die vom ADC-Trigger stammen, keinen Einfluss auf die Pulshöhenverteilung haben (vgl. Abbildung 4.5). Die obere Grenze ist so gewählt, dass diese gerade etwas höher ist, als die maximale Alphaenergie. Aufgrund des geringen Nulleffekts hat diese Grenze kaum Auswirkung auf die Zählrate.

Mit der ermittelten Zählrate ergibt sich eine Effizienz von $\epsilon = (47,2 \pm 1,3) \%$. Da Ereignisse unterhalb der Triggerschwelle verschwinden, werden für diese Messung nicht die maximalen möglichen 50 % erreicht. Eine Effizienz von 50 % entspricht den nach oben aus dem Target emittierten Alphateilchen. Die nach unten Emittierten können nicht detektiert werden.

Die Ortsabhängigkeit der Nachweiseffizienz wurde mit Hilfe eines ^{147}Sm -Targets untersucht. Diese Targets sollten ursprünglich genutzt werden, um die absolute Nachweiseffizienz zu ermitteln, doch scheinen die Angaben zur Targetaktivität nicht zu stimmen. Es wurden Nachweiseffizienzen von über 50 % ermittelt, was aufgrund des Detektorprinzips unmöglich ist. Dieses Problem konnte bis zur Fertigstellung der Arbeit noch nicht geklärt werden. Die Messung mit ^{147}Sm ist trotzdem interessant, da die emittierten

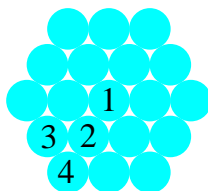


Abbildung 4.12: Die verschiedenen möglichen Targetpositionen.

Alphateilchen nur eine geringe Reichweite haben. Diese ist mit der aus dem ^{144}Nd zu vergleichen. In Tabelle 4.8 sind die ermittelten Zählraten für alle vier möglichen Positionen im Detektor aufgetragen. Mit einem Fit nach Gleichung 4.6 wurde für jede Position die Pulshöhe $P_E(^{147}\text{Sm})$ bestimmt, welche sich der Energie des ^{147}Sm zuordnen lässt. Die Zählraten der Messungen ergeben sich aus dem Integral in der Pulshöhenverteilung von $0,49 \cdot P_E(^{147}\text{Sm})$ bis $1,02 \cdot P_E(^{147}\text{Sm})$. Somit kann der Einfluss der Energiekalibrierung und deren geringfügigen Abweichungen unterbunden werden. Die obere Grenze be-

rücksichtigt die Energieauflösung des Detektors. Die untere ist so gewählt, dass diese für alle Positionen über 1000 a.u. liegt. Die Messzeit beträgt für alle Messungen 3 Stunden.

Position	$Z / s-1$
1	0.5779 ± 0.0073
2	0.5927 ± 0.0074
3	0.5859 ± 0.0073
4	0.5819 ± 0.0073

Tabelle 4.8: Vergleich der Zählraten eines Samariumtargets an den vier möglichen Positionen im Detektor.

Der Messung ist zu entnehmen, dass es keine deutliche Abweichung der Effizienz innerhalb des Detektors gibt. Die Werte liegen mehr oder weniger gut übereinander. Vor der Messung am ^{144}Nd sollte eine vollständige Messung der Effizienz mit Targets mit bekannter Aktivität durchgeführt werden.

4.5. Aktive Untergrundreduzierung

Um den Nulleffekt der Kammer soweit wie möglich zu reduzieren, können die auftretenden Ereignisse, welche zum Auslösen des ADC-Triggers führen, anhand der Pulsformen bewertet und ausgewählt werden. In Abbildung 4.13 sind Pulsformen dargestellt, welche mit Hilfe der Pulsformanalyse im Gegensatz zu den erwarteten Pulsformen (vgl. Abbildung 4.2) unterdrückt werden. Im Folgenden wird auf die dazu notwendigen Schritte genauer eingegangen.

Für die Charakterisierung der Pulsformen haben sich die Eigenschaften Pulshöhe und der Zeitpunkt des *Constant Fraction Triggers* als ausreichend erwiesen. Diese werden für jedes Ereignis einzeln ermittelt. Für vernachlässigbare Gitterdurchgriffsfaktoren sind die Pulshöhe des Gitters und die der Anode wie folgt voneinander abhängig:

$$Q_{\text{Gitter}} \xrightarrow{\sigma \rightarrow 0} -n_0 e \frac{\bar{X}(P_{\text{Anode}}(E_\alpha))}{q} \cos \Theta \quad (4.9)$$

Das bedeutet, dass die Pulshöhe des Gitters zum einen vom Emissionswinkel Θ des Alphateilchens und zum anderen vom Abstand \bar{X} des Ladungsschwerpunkts vom Ursprungsort des Alphateilchens abhängt. In Abbildung 2.5 ist Θ beschrieben. Die minimale Pulshöhe des Gitters tritt für Emissionswinkel $\Theta = 0^\circ$ auf. Es gilt:

$$P_{\text{Gitter}}^{\min} \sim -\bar{X}(P_{\text{Anode}}(E_\alpha)) \quad (4.10)$$

\bar{X} ist über die Reichweite der Alphateilchen im Zählgas (vgl. Abbildung C.1) unmittelbar mit der Pulshöhe P_{Anode} an der Anode verbunden. Die maximale Pulshöhe des Gitters ist für Emissionswinkel $\Theta = 90^\circ$ zu finden. In diesem Fall wird im Gitter keine Ladung induziert.

Betrachtet man die Zeitpunkte, zu denen die Signale der Gitter und der Anode ansteigen, kann folgende Bedingung formuliert werden:

$$\Delta T = T_{\text{Anode}} - T_{\text{Gitter}} = \frac{q - \bar{X} \cos \Theta}{v_{\text{Drift}}} \quad (4.11)$$

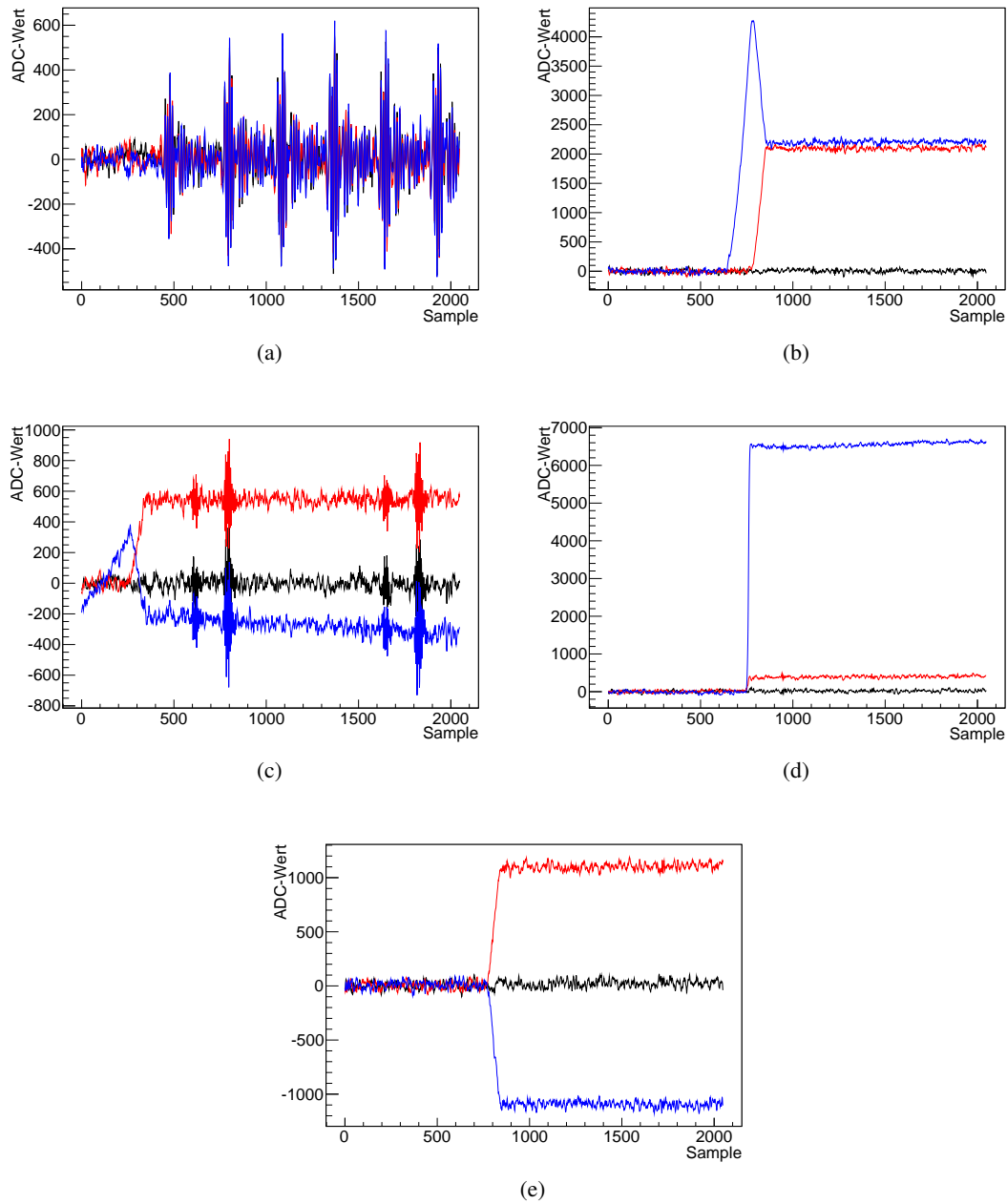


Abbildung 4.13: Pulsformen von Ereignissen, die verworfen werden. Das Signal der Anode ist rot, die der Gitter schwarz für das obere und blau für das untere. (a) zeigt eine elektromagnetische Einstreuung auf allen drei Kanälen. (b) zeigt ein Ereignis, bei welchem bei der Elektronendrift durch die Kammer Ladung verloren geht. (c) zeigt ein niederenergetisches Ereignis, welchem ein falscher Triggerzeitpunkt zugeordnet wurde. (d) zeigt Überschläge auf zwei Kanälen. Die Pulsformen in (e) stammen von Ladungen, die zwischen Gitter und Anode erzeugt wurden. Genauere Erläuterungen finden sich im folgenden Text zu den Bedingungen, die an die auftretenden Ereignisse gestellt werden.

So ist die längste Driftzeit ΔT , die sich aus der Differenz der Triggerzeiten von Anode und Gitter ergibt, bei einem Emissionswinkel von $\Theta = 90^\circ$ zu erwarten. Dies entspricht der Zeit, die die Ladungsträger benötigen, um mit der Driftgeschwindigkeit v_{Drift} die Wegstrecke q zwischen Kathode und Gitter zurückzulegen. Die kürzeste Driftzeit ist abhängig von der Emissionsenergie der Alphateilchen aus der Probe.

Folgende Bedingungen müssen erfüllt sein, damit ein Ereignis nicht verworfen wird:

1. Die Softwaretrigger dürfen nur für die Anode und das untere Gitter ausgelöst haben.
2. Der Triggerzeitpunkt des Anodenpuls muss in dem Zeitbereich liegen, der auch für den ADC-Trigger ausgewählt wurde. Dies hängt mit der Anzahl an Samples zusammen, welche vor dem ADC-Trigger mit in das Fenster aufgenommen wurden.
3. Die Driftzeit ΔT muss in dem oben beschriebenen Bereich liegen.
4. Die Pulshöhen der Anode und des Gitters dürfen nur in dem oben beschriebenen Bereich liegen.

Um das Verwerfen von Ereignissen zu optimieren, wurden die Bedingungen anhand der Messung mit dem ^{147}Sm -Target und der ^{241}Am -Quelle getestet. In Abbildung 4.14 sind zum einen die Pulshöhen der Anode gegen die korrespondierenden Pulshöhen des Gitters und zum anderen die Pulshöhen der Anode gegen die Driftzeiten aufgetragen. Die Abbildungen enthalten verschiedene Stufen der Ereignisunterdrückung. Sie sind farblich gekennzeichnet. Die Auswirkung des Gitterdurchgriffs auf die Pulshöhen wurde nicht korrigiert, da diese Genauigkeit für die Untergrundunterdrückung keine Rolle spielt.

Die Stufe der geringsten Unterdrückung (in blau) entspricht allen Ereignissen, welche dem Punkt 1 der formulierten Bedingung genügen. Dies entspricht allen Ereignissen deren Ursprung dem unteren Teil der Kammer zuzuordnen ist, dass heißt die Softwaretrigger von Anode und unterem Gitter haben ausgelöst. Ein Ereignis, welches diesen Bedingungen nicht genügt, ist in Abbildung 4.13(a) dargestellt. Bei diesem ist aufgrund einer elektromagnetischen Einstreuung in allen drei Kanälen ein Ereignis zu finden. In diesem konkreten Fall hat der Softwaretrigger nicht ausgelöst, da durch die für den Softwaretrigger benötigte Integration der Pulse die schnellen Durchschwinger eliminiert werden. Elektromagnetische Einstreuungen lösen so entweder gar keinen Softwaretrigger aus oder gleichzeitig auf allen drei Kanälen.

Die in Abbildung 4.14 blau dargestellten Ereignisse weisen stark ausgeprägte Strukturen auf. So sind in Abbildung 4.14(a) für Pulshöhen $P_{\text{Gitter}} > 0$ Bänder zu erkennen, die auf eine starke Korrelation zwischen P_{Anode} und P_{Gitter} hinweisen. Ein solches Ereignis ist in Abbildung 4.13(d) zu finden. Dabei steigen sowohl das Anoden- als auch Gittersignal zum selben Zeitpunkt sehr rasch an. Eine möglich Ursache für diese Ereignisse könnte ein Überschlag der Hochspannung sein. Durch die hohe Verstärkung der Vorverstärker genügen schon sehr geringe Ladungsmengen, die zwischen dem Hochspannungspotential und der Masse ausgetauscht werden, um solche Ereignisse zu bewirken. Eine kritische Stelle ist die Durchführung der Hochspannung ins Innere der Kammer. Die festen Pulshöhenverhältnisse könnten auf Übersprecheffekte zwischen den einzelnen Kanälen zurückzuführen sein.

Diese Ereignisse genügen der Bedingung 3 nicht und werden somit verworfen. Diese Bedingung entspricht in Abbildung 4.14(b) allen Ereignissen welche oberhalb von $T_{\text{Anode}} - T_{\text{Gitter}} > 50$ und unterhalb von $T_{\text{Anode}} - T_{\text{Gitter}} < 350$ zu finden sind. Die zwei Bedingungen sind in Abbildung 4.14(b) als rote bzw. blaue Linie gekennzeichnet.

Die rot dargestellten Ereignisse in Abbildung 4.14 entsprechen denen, die den Bedingungen 1 und 3 genügen, aber nicht der Bedingung 2. Ein solches Ereignis ist in Abbildung 4.13(c) dargestellt. Dieses kommt zustande, wenn eine elektromagnetische Einstreuung zeitgleich mit einem Ereignis niedriger Energie auftritt. Letzteres würde den ADC-Trigger gar nicht auslösen, erhöht aber die Nulllinie des Signals, was ein Auslösen durch die Einstreuung begünstigt. Werden nur Ereignisse zugelassen, wenn für

den Triggerzeitpunkt der Anode $T_{Anode} > 540$ gilt, fallen diese falsch zugeordneten niederenergetischen Ereignisse weg.

In türkis sind alle Ereignisse dargestellt, welche den Bedingungen 1, 2 und 3 genügen. Aufgrund von Gleichung 4.10 treten für Alphaereignisse im Detektor keine Pulshöhen $P_{Gitter} > 0$ auf. Aufgrund der Auflösung bei der Bestimmung von P_{Gitter} ist die Bedingung so angepasst, dass nur Ereignisse mit $P_{Gitter} > 100$ verworfen werden. Diese Bedingung ist in Abbildung 4.14(a) als blaue Linie gekennzeichnet. Ein Ereignis welches dieser Bedingung nicht genügt ist in Abbildung 4.13(b) dargestellt. Bei diesem ist aufgrund von Ladungsträgerverlusten im Gas oder am Gitter die Bedingung 4.9 gestört und eine genaue Pulshöhenrekonstruktion ist nicht mehr möglich. Wird Ladung zwischen dem Gitter und der Anode erzeugt, dass heißt das Alphateilchen wurde nicht aus dem Target emittiert, nimmt das Gitter die Rolle der Kathode ein. Die Pulshöhe des Gitters entspricht dann $P_{Gitter} = -P_{Anode}$. Ein solches Ereignis ist in Abbildung 4.13(e) dargestellt.

Für die Unterdrückung der Ereignisse für die P_{Gitter} den möglichen Minimalwert unterschreitet, wurde eine Parametrisierung vorgenommen. Mit

$$P_{Anode} = \sqrt{\frac{P_{Gitter}}{\kappa}} + \lambda \quad (4.12)$$

kann der Fakt, dass die Reichweite der Alphateilchen nicht linear von der Alphaenergie abhängt, gut berücksichtigt werden. Die Reichweite der Alphateilchen lässt sich in Grenzen gut durch eine Parabel beschreiben. κ und λ sind an das Problem angepasste freie Parameter. Sie wurden so gewählt, dass die in Abbildung 4.14(a) gut zu identifizierenden Ereignisse des ^{147}Sm und ^{241}Am gerade nicht beschnitten werden. Für sehr hohe Alphaenergien müssten diese eventuell nochmal angepasst werden. Die resultierende Bedingung ist als rote Linie dargestellt. Für diese ist $\kappa = 10^6$ und $\lambda = 5,5 \cdot 10^{-5}$.

Die Bedingungen 1 bis 4 sind zum Teil redundant. Das heißt Ereignisse, welche bei der Anwendung einer Bedingung verworfen werden, genügen eventuell auch einer anderen Bedingung nicht. Des Weiteren wurden alle Parameter, die zum Verwerfen von Untergrundereignissen herangezogen wurden, iterativ durch Anpassen aller Bedingungen nacheinander immer weiter verfeinert.

In der folgenden Auflistung sind alle Bedingungen, die ein Ereignis erfüllen muss, nochmal im Detail zusammengefasst. Diese können und sollten vor der Analyse jeder Messung genau geprüft und neu angepasst werden.

1. $\text{Trigger}_{Gitter}^{oben} = 0$ und $\text{Trigger}_{Anode} = 1$ und $\text{Trigger}_{Gitter}^{unten} = 1$
2. $T_{Anode} > 540$
3. $T_{Anode} - T_{Gitter} > 50$ und $T_{Anode} - T_{Gitter} < 350$
4. $-\frac{P_{Gitter}^{punken}}{(P_{Anode}^2 + 10^6)} < 5,5 \cdot 10^{-5}$ und $P_{Gitter} > 100$

4.5.1. Nulleffektmessung und Nachweisgrenze

Um die Wirksamkeit der aktiven Untergrundreduzierung zu testen, wurde eine Nulleffektmessung ohne Probe jedoch mit Probenhalter für eine Dauer von 3,25 Tagen durchgeführt. Die im vorherigen Absatz beschriebenen Schritte zur Untergrundreduktion wurden auf diese Daten angewandt. Die resultierende Pulshöhenverteilung ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Zum Vergleich enthält diese die Pulshöhen

der Messung mit dem ^{147}Sm und ^{241}Am Mix aus dem vorherigen Abschnitt mit einer Messdauer von 5,75 Tagen und die Pulshöhenverteilung der Untergrundmessung ohne die Untergrundreduktion. Man erkennt, dass sich der Untergrund der Kammer durch diese Maßnahme deutlich reduzieren lässt, die Pulshöhenverteilung der Messung mit Probe bleibt jedoch fast unverändert. Dass heißt die Nachweiseffizienz für Alphateilchen, welche aus dem Target stammen, ist davon nicht betroffen. In der Pulshöhenverteilung des Untergrunds ist nach der Untergrundreduktion im Bereich zwischen Pulshöhen von 4000 a.u. bis 5500 a.u. eine Erhöhung der Zählraten im Vergleich zum Rest der Verteilung zu erkennen. Dies könnte auf oberflächennahe Kontaminationen des Detektors hinweisen. Für die Messung am ^{147}Sm bzw. ^{144}Nd ist besonders der Bereich niedriger Energien von Interesse. Als Obergrenze kann die obere Kante des ^{147}Sm Peaks angenommen werden, da vom ^{147}Sm und vom ^{144}Nd keine höheren Energien zu erwarten sind. Außerdem sollten, um eine möglichst hohe Nachweiseffizienz zu erhalten, auch möglichst niedrige Energien mit in den Bereich aufgenommen werden. Die untere Grenze ergibt sich aus der im ADC eingestellten Triggerschwelle. Wie in der Pulshöhenverteilung der $^{147}\text{Sm}/^{241}\text{Am}$ -Messung zu erkennen ist, fallen die Zählraten erst unterhalb von Pulshöhen von 800 a.u. ab. So wird ein Bereich von 1000 a.u. bis 2100 a.u. für die Messung am ^{147}Sm bzw. ^{144}Nd ausgewählt. In Tabelle 4.9 sind die Zählraten für die Messung mit Probe und die für den Untergrund, beziehungsweise die Ergebnisse der Untergrundreduktion nochmal zusammengefasst. Die angegebenen Messunsicherheiten ergeben sich aus der statistischen Schwankung der gezählten Ereignisse in diesem Bereich. Der Untergrund für die Messung kann mit Hil-

$^{147}\text{Sm} + ^{241}\text{Am}$ $Z_{\text{Mix}} / \text{s}^{-1}$	Untergrund Z_0 / s^{-1}	$Z_{\text{Mix}} - Z_0 / \text{s}^{-1}$
ohne Untergrundreduktion		
$0,10818 \pm 0,00046$	$0,00503 \pm 0,00013$	$0,103145 \pm 0,00049$
mit Untergrundreduktion		
$0,10197 \pm 0,00045$	$0,00025 \pm 0,00003$	$0,10173 \pm 0,00045$

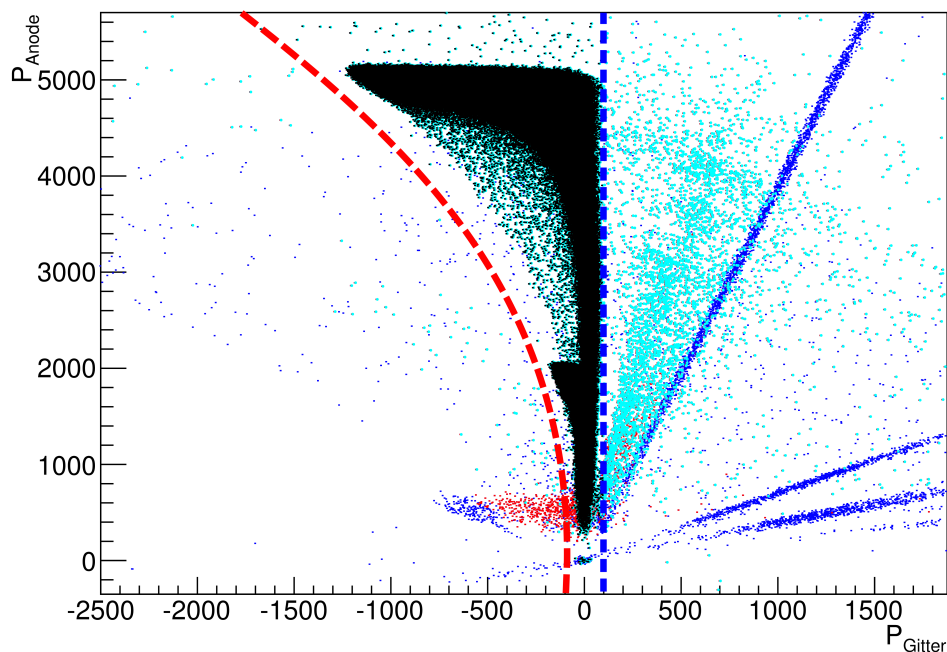
Tabelle 4.9: Vergleich der Messergebnisse ohne und mit Untergrundreduktion. Die Integrale beinhalten die Zählraten für Ereignisse welche Pulshöhen zwischen 1000 a.u. und 2100 a.u. aufweisen. In diesem Bereich ist später auch der Peak vom ^{144}Nd zu erwarten und entspricht etwa einem Energiebereich von 1 MeV bis 2,1 MeV. Für Ereignisse unter 1000 a.u. ist die Pulshöhenrekonstruktion und die Effizienz nicht mehr stabil.

fe der angewandten Methoden um etwa einen Faktor 20 reduziert werden. Die Messung mit Probe wird kaum beeinflusst. Um zu überprüfen, ob sich der Untergrund im Laufe der Zeit durch Faktoren wie häufiges Wechseln von Proben oder Kontaminationen durch Alpharückstoßkerne verschlechtert hat, wurde zum Vergleich zu dieser Messung der Untergrund aus einer Nulleffektmessung ermittelt, die fast ein Jahr eher und zwar nach Fertigstellung der Kammer durchgeführt wurde. Die Messzeit dieser Messung betrug 2.375 Tage. Im selben Pulshöhenbereich erhält man eine Zählrate von $0,00713 \pm 0,00019 \text{ s}^{-1}$ ohne Untergrundreduktion und eine Zählrate von $0,00019 \pm 0,00003 \text{ s}^{-1}$ mit Untergrundreduktion. Im Vergleich zur aktuellen Messung hat sich die Zählrate ohne Unterdrückung ein wenig verbessert, was darauf zurückzuführen ist, dass die Ausleseelektronik verbessert wurde und somit weniger störende äußere Einflüsse beitragen. Der Untergrund mit Unterdrückung hat sich etwas, aber nicht signifikant, gegenüber der älteren Messung erhöht. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass während der vielen Testmessungen Kontaminationen in den Detektor eingebracht wurden.

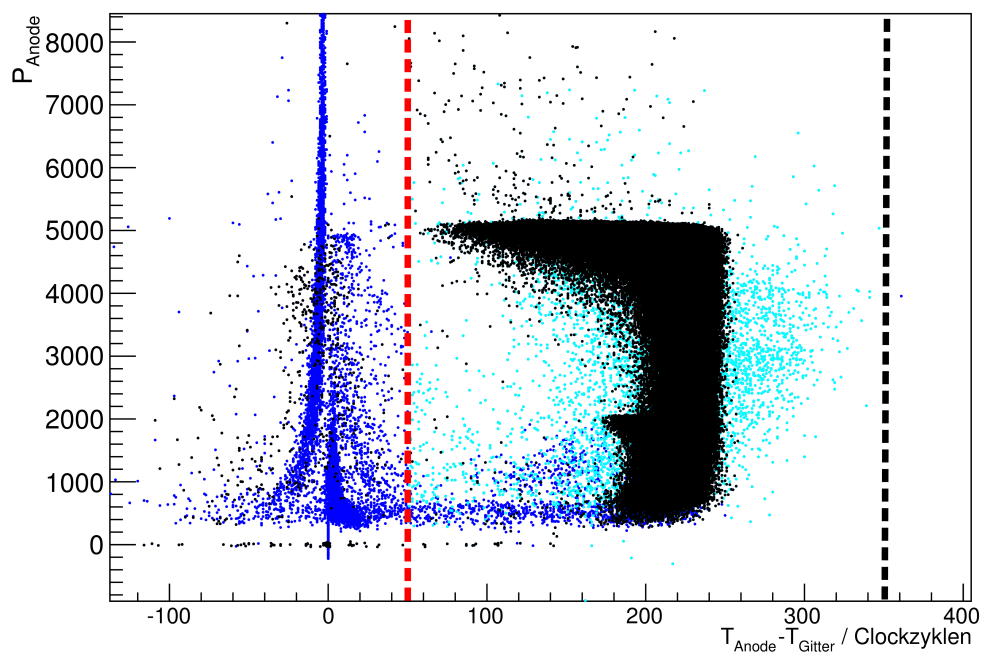
In Abbildung 4.16 ist die aus den Nulleffektmessungen ermittelte Nachweisgrenze Z_{min} als Funktion

der Messzeit aufgetragen. Durch Verlängern der Nulleffektmesszeit t_g kann die Nachweisgrenze noch weiter abgesenkt werden. So kann man für Messzeiten am ^{144}Nd Nachweisgrenzen von **weniger als 10 Ereignissen pro Tag** erreichen.

Geht man von einer Targetfläche von $172,5\text{ cm}^2$, einer Flächenmasse von $100\text{ }\mu\text{g/cm}^2$ für Neodym auf der Probe und einem Anreicherungsgrad von ca. 80 % ^{144}Nd im Neodym aus, erwartet man mit den derzeitigen Werten für die Halbwertszeit von ^{144}Nd eine Aktivität von ca. 48 Ereignissen pro Tag. Das heißt, dass es mit einer Nachweiseffizienz von ungefähr 45 % möglich ist die Ereignisse aus dem Zerfall vom ^{144}Nd vom Nulleffekt zu trennen. Dies setzt voraus, dass die Targets völlig frei von zusätzlichen Aktivitäten sind.



(a)



(b)

Abbildung 4.14: Die Abbildungen zeigen die Ereignisse der Messung mit ^{147}Sm und ^{241}Am . Dargestellt sind in (a) die Pulshöhe der Anode P_{Anode} gegen die des unteren Gitters P_{Gitter} und in (b) die Pulshöhe der Anode P_{Anode} gegen die Driftzeit, welche sich aus der Differenz von T_{Anode} und T_{Gitter} ergibt. Die einzelnen Bedingungen an die Ereignisse sind farbig gekennzeichnet (1. in blau, 2. in rot, 3. in türkis, 4. in schwarz). Die schwarz markierten Ereignisse kann man den beiden Isotopen, welche in dieser Messung genutzt wurden, zuordnen (vgl. Abbildung 4.5. Weitere detailliertere Erläuterungen finden sich im Text.)

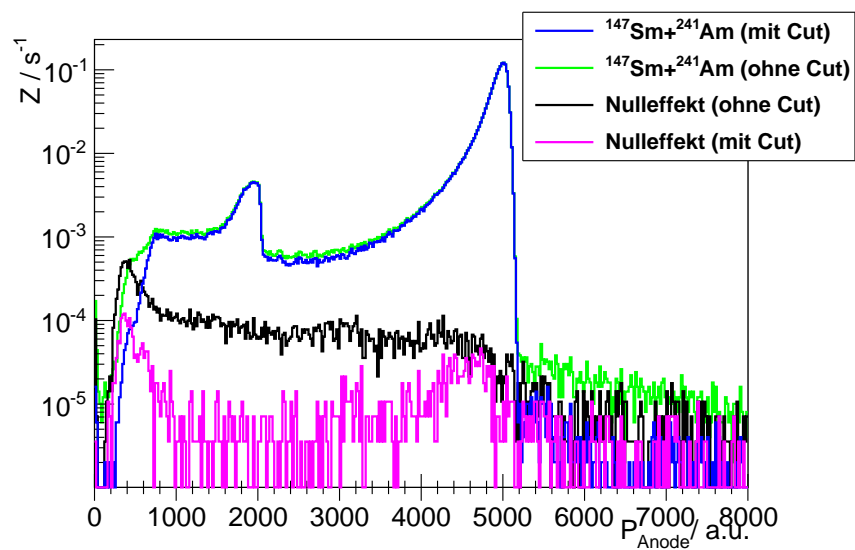


Abbildung 4.15: Vergleich der Pulshöhenverteilungen der Messungen mit ^{147}Sm und ^{241}Am mit dem Nulleffekt der Kammer. Es sind die Ergebnisse einmal mit und einmal ohne Untergrundreduzierung dargestellt.

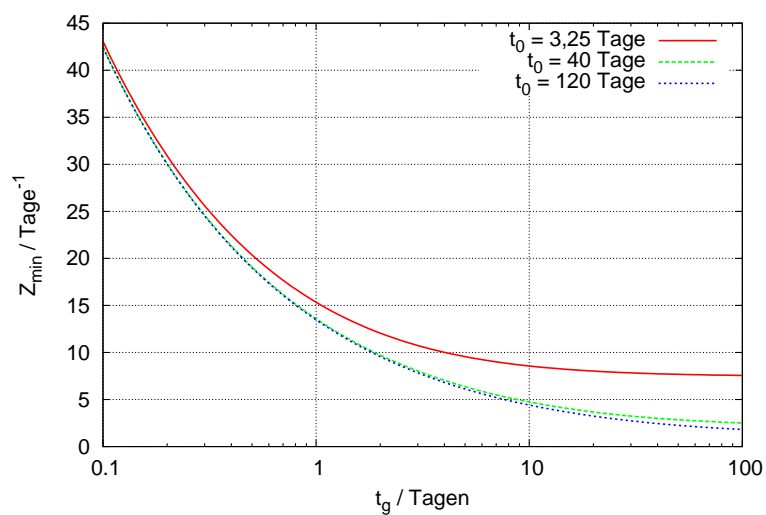


Abbildung 4.16: Die Nachweisgrenze Z_{min} als Funktion der Messzeit t_g für verschiedene Nulleffekt-messzeiten t_0 . Hierbei wurde von einer schon bekannten Zählrate für den Nulleffekt ausgegangen.

5. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Im Verlauf dieser Arbeit wurde eine Gitterionisationskammer für die Spektroskopie kleinster spezifischer Aktivitäten realisiert. Bei der Konzeption der Kammer konnten Erfahrungen aus älteren Arbeiten aufgegriffen und an die aktuelle Messanforderung angepasst werden. So entspricht das Konzept dem aktuellen Stand der Technik, d.h. mit der digitalen Datenerfassung können, im Gegensatz zu der bisher genutzten analogen Signalverarbeitung, die kompletten Pulsformen, welche am Ausgang des Vorverstärkers anliegen, erfasst werden. Dies ermöglicht mehr Informationen zu extrahieren, welche für eine aktive Unterdrückung des Nulleffekts benötigt werden. Ein niedriger Untergrund der Kammer ist entscheidend für die Spektroskopie kleinster spezifischer Aktivitäten, da dieser die kleinste noch messbare Nettozählrate bestimmt.

Leider konnte aufgrund fehlender Zeit die Messung der Halbwertszeit des ^{144}Nd nicht durchgeführt werden und so beschränkt sich diese Arbeit auf die Vorbereitung dieser Messung. Dies beinhaltet die Wahl des geeigneten Messsystems, die Planung und den Aufbau des Detektors, sowie die damit verbundene Charakterisierung der entstandenen Frisch-Gitterionisationskammer. Für die Datenerfassung und die Auswertung der gewonnenen Daten wurden verschiedene Softwarelösungen programmiert. Zum einen werden die Daten, die der ADC aufnimmt, mit Hilfe einer Messsoftware in geeignete Datencontainer geschrieben. Zum anderen können mit Hilfe unterschiedlichster *ROOT*-Macros alle wichtigen Parameter zum Betrieb der Gitterionisationskammer ermittelt und die gewonnenen Daten in spektroskopische Darstellungen überführt werden.

Ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit ist die Entwicklung eines geeigneten Konzepts zur Reduzierung des Nulleffekts der Kammer. So kann anhand der Pulsformen zum Teil auf den Ursprungsort der ionisierenden Strahlung im Detektor geschlossen werden. Außerdem können alle Ereignisse unterdrückt werden, die eindeutig Ereignissen zugeordnet werden, die nicht von Alphateilchen bzw. nicht aus der zu untersuchenden Alpha-Quelle stammen. Der Ansatz dazu stammt aus der Arbeit von A. Al-Adili et al. [Ham12]. In diesem Fall wurden Gitterionisationskammern zum Nachweis der Spaltprodukte aus Kernzerfällen genutzt und die Pulsformanalyse wird für die Rekonstruktion der Emissionswinkel und die damit verbundene Korrektur des Gitterdurchgriffs genutzt. Wie in Abschnitt 4.5 beschrieben, kann aus der Pulsform der im Detektor auftretenden Ereignisse noch mehr Information gewonnen werden. In dieser Arbeit wurde gezeigt, wie diese dazu genutzt werden können, um den Nulleffekt der Gitterionisationskammer weiter zu senken.

Charakterisiert man nach der eigentlichen Messung jedes Ereignis und verwirft diejenigen die nicht den geforderten Bedingungen genügen, kann ein erheblicher Anteil der Nulleffekt ereignisse unterdrückt werden. So konnte eine Reduzierung des Untergrunds von anfänglich 432 Ereignissen pro Tag im Bereich von 1 MeV bis 2,2 MeV auf 21,6 Ereignisse pro Tag erreicht werden.

Dieser ist dann wesentlich besser als der Nulleffekt der schon am HZDR existierenden Kammer, in wel-

cher mit etwa 265 Untergrundereignissen pro Tag im selben Energiebereich zu rechnen ist. Der erreichte Nulleffekt ist auch im Vergleich zu dem von PIPS-Detektoren deutlich niedriger. Für eine Anordnung mit mehreren Detektoren, welche die gleich Fläche abdecken, würde man einen ähnlichen Untergrund wie für die Gitterionisationskammer im HZDR erhalten.

Hinsichtlich der Energieauflösung ist die in dieser Arbeit gebaute Kammer vergleichbar mit der schon existierenden Kammer, wobei in dieser Arbeit der Einfluss der Winkelabhängigkeit der Pulshöhen, also des Gitterdurchgriffs, noch korrigiert werden konnte. Den Vergleich mit PIPS-Detektoren halten Gitterionisationskammern nicht Stand. Da aber im Falle von sehr niedrigen spezifischen Aktivitäten ohnehin mit dickeren Schichtdicken zu messen ist, um die Quellmasse so weit es geht zu erhöhen, ist nicht mit sehr scharfen Alphaenergien zu rechnen. Die Selbstabsorption innerhalb des Quellmaterials dominiert die Energieauflösung der Messung und so ist die Energieauflösung des Detektors nicht so entscheidend. Die in dieser Arbeit erreichte Energieauflösung reicht aber aus, um im Energiespektrum Alphateilchen von verschiedenen Isotopen zu unterscheiden, was einen Vorteil gegenüber von Violdrahtproportionalkammern wie jene von Z. Ahmed et al. [Ahm13], welche ausschließlich für Zählmessungen geeignet sind, mit sich bringt.

Die Messunsicherheiten der Messung der Halbwertszeit des ^{144}Nd können aus den Erkenntnissen dieser Arbeit abgeschätzt werden. Die dominierenden Unsicherheiten lassen sich in zwei Kategorien einteilen. Der eine Teil ist vor der Messung festgelegt und wird im Wesentlichen durch die Unsicherheiten bei der Targetherstellung bestimmt. In der Arbeit von A. Vascon [Vas13] werden Angaben von etwa 1,1 % relative Messunsicherheit für die Masse des ^{144}Nd bzw. des ^{147}Sm auf den Targets gemacht. Dieser Wert fließt einmal in die Bestimmung der Effizienz ein, die mit Hilfe der ^{147}Sm -Targets ermittelt wird. Außerdem wird für die Messung der Halbwertszeit die Anzahl der ^{144}Nd Isotope benötigt (vgl. Gleichung 1.6). Der andere Teil der Unsicherheiten ergibt sich aus der Zählstatistik beim Bestimmen der Zählrate im Detektor. Geht man von einer Messzeit von 30 Tagen jeweils für die Messung des Nulleffekts und des Messeffekts, einer Fläche von $172,5\text{ cm}^2$, einer Flächenbelegung von $100\text{ }\mu\text{m}/\text{cm}^2$ mit 80 % angereicherten ^{144}Nd und einer Nachweiseffizienz von ungefähr 45 % aus, erhält man eine relative statistische Messunsicherheit von 2,2 %. Weitere für diese Abschätzung nicht bedeutende Messunsicherheiten ergeben sich aus der Isotopenhäufigkeit des ^{144}Nd und des ^{147}Sm und aus der Zeitmessung.

So sollte es möglich sein, eine Messung durchzuführen, die die Unsicherheit des aktuellen Wertes für die Halbwertszeit des ^{144}Nd von 6,7 % weiter eingrenzen kann.

Vorbereitend für die Messung der Halbwertszeit des ^{144}Nd müssen weitere Schritte unternommen werden. Aufgrund der langen Messzeiten ist es entscheidend, die Langzeitstabilität des Detektors noch besser zu untersuchen. Im Laufe dieser Arbeit konnte noch keine geeignete Prozedur etabliert werden. So könnte die Qualität der Messung durch kontinuierliches Spülen des Zählgases gehalten werden. Man kann die Messung auch in viele Einzelmessungen unterteilen, zwischen welchen das Gas erneuert wird. Ein weiterer Punkt, der in dieser Arbeit nicht mehr bearbeitet werden konnte, ist die genaue Bestimmung der Nachweiseffizienz. Dafür werden ^{147}Sm Targets benötigt, für welche die genaue Anzahl an Quellatomen bekannt ist. Unmittelbar verbunden mit dieser Messung sollte der Einfluss der Nachweiseffizienz und die der Energiekalibrierung, welche geringen Schwankungen unterlegen sind, auf die Messunsicherheit beim Bestimmen der Halbwertszeit untersucht werden. Ein wichtiger Punkt hierbei ist die Reproduzierbarkeit der Energiekalibrierung.

Für alle diese Untersuchungen sollten geeignete Verfahren entwickelt werden, die es ermöglichen, die

aufgenommenen Spektren besser auswerten zu können. So ist es sinnvoll für die Kalibrierung des Detektors die Modelle für die Peak-Formen, die an die Daten angepasst werden, noch weiter zu verfeinern und die verschiedenen Energien jedes Isotops mit zu beachten.

Es hat sich herausgestellt, dass sich der Nulleffekt der Kammer im Laufe aller durchgeführten Tests geringfügig erhöht hat. Dies stellt kein Problem für die Halbwertszeitbestimmung des ^{144}Nd dar, sollte aber im Hinblick auf eine lange Verfügbarkeit dieser Gitterionisationskammer weiterhin beobachtet werden. Gegebenenfalls könnte die Kammer gereinigt werden. Da der eingesetzte Probenhalter für Messungen anderer Targets angepasst werden muss, kann dieser dann auch komplett gewechselt werden. Alle anderen Kontaminationen im Detektor, welche zum Beispiel von den Wänden kommen, sollten durch die Charakterisierung der Ereignisse ohnehin unterdrückt werden. Um das Eindringen von Kontaminationen aus der Umgebung zu vermeiden, könnte die gesamte Kammer in eine abgeschlossenen Zelle gebaut werden. Der Probenwechsel sollte dann über eine Schleuse vonstattengehen.

Neben ^{144}Nd gibt es noch weitere Kandidaten für eine erneute Messung der Halbwertszeit. So sollte es mit dieser Kammer möglich sein die Halbwertszeit von ^{190}Pt oder die des ^{152}Gd zu messen. Die Halbwertszeiten liegen noch Größenordnungen unter der von ^{144}Nd , doch ist die Häufigkeit der Isotope sehr gering. ^{190}Pt hat eine Halbwertszeit von $T_{1/2}(^{190}\text{Pt}) = 6,5(3) \cdot 10^{11}$ Jahren [Eks04] und eine Isotopenhäufigkeit im natürlichen Platin von 0.01 % . Die Halbwertszeit von ^{152}Gd liegt bei $T_{1/2}(^{152}\text{Gd}) = 1,08(8) \cdot 10^{14}$ Jahren [Eks04] und es ist zu 0,2 % im natürlichen Gadolinium vorhanden.

Die entwickelte Gitterionisationskammer ist nicht nur zur Messung von Halbwertszeiten geeignet, sondern könnte aufgrund der großen Targetflächen auch zum Nachweis anderer niedriger spezifischer Aktivitäten genutzt werden. Alle Materialien, die sich relativ dünn auf einer Oberfläche abscheiden lassen könnten untersucht werden. Entwickelt man geeignete Methoden, die Alphaspektren aus dicken Proben zu rekonstruieren, könnte man im Prinzip alle Materialien untersuchen. In der Arbeit von C. Nebelung [Neb99] wurde dies anhand von Betonproben mit Hilfe der schon existierenden Kammer im HZDR durchgeführt. Eine weitere Aufgabe könnte die Untersuchung der Eignung von Parylen als Passivierungsmaterial für CdZnTe-Detektoren im COBRA-Experiment sein [Zub10]. Parylen ist ein polymeres Beschichtungsmaterial, welches einfach durch Aufdampfen auf fast alle Oberflächen gebracht werden kann. So könnte man eine beliebig dicke Schicht auf einen Delrinträger aufbringen und nach möglichen Kontaminationen suchen.

A. Benutzung der Datenerfassungssoftware

Für die Datenerfassung der Gitterionisationskammer wurden zwei Konsolenapplikationen entwickelt, um alle für die Auswertung der Detektorereignisse wichtigen Daten in geeignete Datenspeicher auf die Festplatte zu schreiben.

A.1. *WaveDumpROOT*

WaveDumpROOT ist an das von der Firma CAEN zu Verfügung gestellte Ausleseprogramm *WaveDump* angelehnt, doch um die Auswertung der Daten zu vereinfachen, schreibt dieses in *ROOTTrees*. Dies ist eine Klasse aus der am CERN entwickelten *ROOT*-Programmierschnittstelle¹, die es ermöglicht, einfach die Daten komprimiert auf die Festplatte zu schreiben. In *WaveDumpROOT* enthalten die *Trees* zu jedem *Event* verschiedene *Branches*. Diese decken alle wichtigen Daten ab, die der ADC pro Event liefert. Folgende *Branches* werden abgespeichert:

Size	Gibt die Anzahl der Samples pro Frame an. Im Nachhinein sollten nur Frames ausgewertet werden, welche die richtige Anzahl an Samples enthalten. Sollten zwei Trigger innerhalb einer Framelänge auslösen, wird der zweite Frame gekürzt.
BoardID	Identifiziert, von welchem ADC die Ereignisse kommen. Da hier nur ein ADC betrieben wird, sollte dieses Feld immer das-selbe enthalten.
Channel	Gibt die Kanalnummer an, zu welchen die Daten gehören.
Eventcounter	Ordnet jedem Event eine Nummer zu. Zu jedem Event sollten drei Kanalnummern für die Daten von drei Detektorelektroden vorhanden sein.
TriggerTS	Gibt die Zeit des Triggers pro Event in Clockzyklen der ADC-Clock an.
DCOffset	Beinhaltet zur Kontrolle den Gleichspannungsoffset, welcher am Eingang des ADC eingestellt wird, um die Pulslage innerhalb des Eingangsbereichs an die richtige Stelle zu schieben.
Data	Dieses Feld beinhaltet einen <code>std::vector<unsigned int></code> , welcher die aufgenommenen Frames enthält.
Eventtime	Die Zeit, zu der der Trigger ausgelöst wurde als UNIX-Time in Millisekunden.

Für die Konfiguration des ADC benötigt *WaveDumpROOT* eine Konfigurationsdatei. Diese enthält ausschließlich Einträge, die auch von *WaveDump* benötigt werden. So können in dieser einfacheren Ap-

¹Homepage: <http://root.cern.ch>

plikation die ADC Parameter eingestellt und mit *WaveDumpROOT* benutzt werden. Zu der Bedeutung der einzelnen Felder, sei an dieser Stelle auf das Benutzerhandbuch, welches von *CAEN* zur Verfügung gestellt wird, verwiesen.

Das Programm *WaveDumpROOT* kann komplett über die Standardeingabe gesteuert werden. Folgende Parameter müssen in richtiger Abfolge übergeben werden:

Config	Damit <i>WaveDumpROOT</i> weiß, welche Konfigurationsdatei für die Messung verwendet werden soll, muss hier der entsprechende Pfad angegeben werden.
Ausgabedateiname	Hier muss der Name der Ausgabedatei ohne Prefix angegeben werden. Es werden automatisch zwei Dateien angelegt. <i>.info</i> enthält die Messdauer. <i>.root</i> enthält den <i>Tree</i> .
Messdauer	Dieses Feld bestimmt die Messdauer in Sekunden, nach welcher die Messung automatisch abgebrochen wird.

Nachdem das Programm von der Konsole mit allen Parametern gestartet wurde, startet die Messung automatisch für die vorher festgelegte Zeit. Danach können Tasterturbefehle übergeben werden.

s	Stoppt die aktuelle Messung
p	Plottet die Pulsformen eines Events
P	Wechselt zwischen kontinuierlichem und einmaligem Plotten
f	Plottet die Fast Fourier Transformation der Daten
space	zeigt diese Hilfe an

Zum Beenden der Messung sollte immer entweder abgewartet werden, bis die Messzeit abgelaufen ist oder die Messung regulär mit *s* gestoppt wurde. Die *Trees* brauchen einen Eintrag, welcher diesen für spätere Verwendung freigibt. Wird das Messprogramm auf anderen Wege unterbrochen, kann es sein, dass der erzeugte *Tree* nach der Messung defekt ist und nicht mehr benutzt werden kann.

A.2. Datalogger

Der *Datalogger* ist ein einfaches Programm was nach dem Start aller 10 Sekunden die Unix-Time in Millisekunden, den aktuellen Druck und die aktuelle Temperatur auf die Standardausgabe ausgibt. Diese kann dann einfach in eine Datei geleitet werden.

```
[alpha@alpha DataLogger]$ ./datalogger
1375284243545 1011.80 23.97
1375284254048 1011.70 23.97
1375284264552 1012.00 23.97
1375284275056 1011.80 23.97
1375284285559 1011.80 23.97
```


B. Digitale Signalverarbeitung nach der Messung

Im Folgendem wird kurz der für die Signalverarbeitung entwickelte Programmcode vorgestellt. Die Funktionsweise in in Abschnitt 4.1 beschrieben.

Dithering

```
vector<double> dither(vector<uint16_t>& vec) {
    vector<double> out;
    TRandom r;
    for(int i=0;i<vec.size();i++) {
        double x=1-TMath::Sqrt(r.Uniform());
        if((bool)r.Uniform(0,2)) x*=-1;
        out.push_back((double)vec[i]+x);
    }
    return out;
}
```

Gleichspannungsoffset entfernen

```
void lagDC(vector<double> &pulse, int start, int interv) {
    double base = 0;
    for (int i = start; i<start+interv; i++) {base += pulse[i];}
    base /= interv;
    for (int i=0;i<pulse.size();i++) {
        pulse[i] -= base;
    }
    return;
}
```

Entfalten der Vorverstärkerantwort

```
void deconv(vector<double> &pulse, double tau) {
    const double f=exp(-1.0/tau);
    const double df=2*sinh(-0.5/tau)*exp(-0.5/tau); //=(f-1)
    double a=0.0;
    double c=pulse[0];
    for (int i=1;i<pulse.size();i++) {
```

```

    a+=a*df+c*f;
    c=pulse[i]-a;
    pulse[i]=pulse[i-1]+c;
}
return;
}

```

Constant Fraction Diskriminator

```

int CFtrigger(std::vector<double> &v, int delay, double frac,
             int integration, double threshold, double Q) {
    int size = v.size();
    double left = 0;
    double right = 0;
    double dat[size];
    //form new pulseform
    for(int j=0; j<delay; j++){
        dat[j] = -1* frac*v[j];      //inverted data
    }
    for(int j=delay; j<size; j++){
        dat[j] = v[j-delay] + (-1* frac* v[j]);
    }

    //detect zero crossing
    for (int i=0;i<integration;i++) {
        left+=dat[i];
        right+=dat[i+integration];
    }
    for (int i=integration;i<size-integration; i++) {
        left+=dat[i];
        left-=dat[i-integration];
        right-=dat[i];
        right+=dat[i+integration];
        if ((right/(float)integration-left/(float)integration>threshold)
            &&((right+left)<Q)) return i - integration*1.5;
    }
    return 0;
}

```

Pulshöhenbestimmung

```

double getPulseHeight(vector<double> &grid1, vector<double> &grid2,
                      vector<double> &anode) {

    int size = anode.size();
    double ph = 0;

```

```
for (int i=1000;i<2000;i++) {  
    ph += anode[i];  
}  
return ph/1000.0;  
}
```


C. Reichweite von Alphateilchen in P10

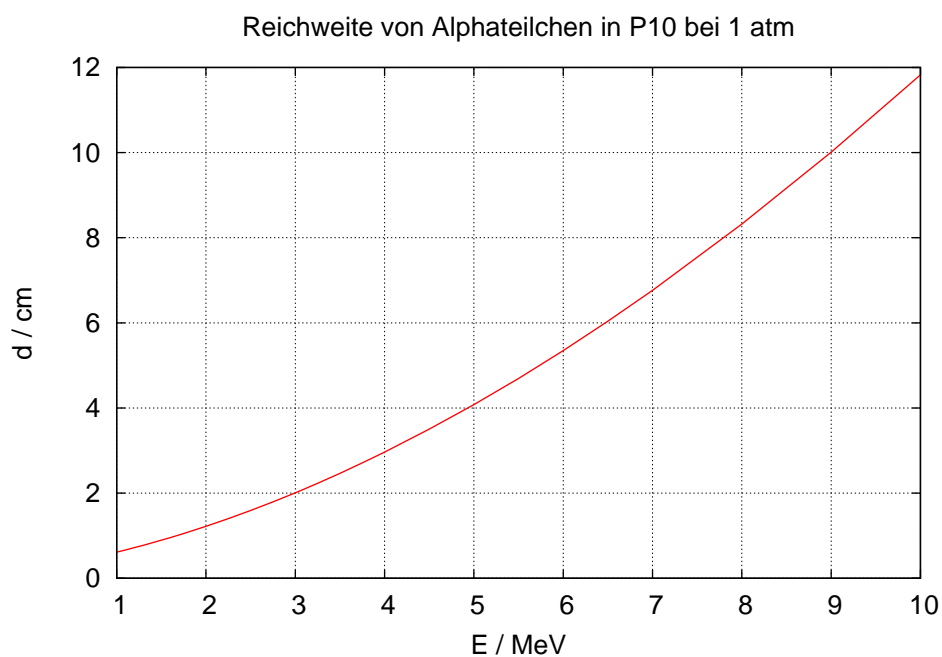


Abbildung C.1: Die mit SRIM berechneten Reichweiten von Alphateilchen in P10-Zählgas bei einem Druck von 1 atm.

Literaturverzeichnis

- [Ahm13] Z. Ahmed, M. A. Bowles *et al.*. *A prototype low-background multiwire proportional chamber for measuring alphas and low-energy betas*. arXiv e-print, 2013.
- [Aud03] G. Audi, A. Wapstra und C. Thibault. *The Ame2003 atomic mass evaluation: (II). Tables, graphs and references*. Nuclear Physics A 729(2003) 337.
- [Bar10] A. S. Barabash. *Precise half-life values for two-neutrino double-beta decay*. Physical Review C 81(2010) 035501.
- [Bei52] A. Beiser. *Nuclear Emulsion Technique*. Reviews of Modern Physics 24(1952) 273.
- [Beu93] Beuth Verlag. *DIN 25482-5 Nachweisgrenze und Erkennungsgrenze bei Kernstrahlungsmessungen*, 1993.
- [Bun49] O. Bunemann, T. E. Cranshaw und J. A. Harvey. *Design of grid ionization chambers*. Canadian Journal of Research 27a(1949) 191.
- [CAE12a] CAEN. *A1422 Low Noise Fast Rise Time Charge Sensitive Preamplifier (Datenblatt)*, 2012.
- [CAE12b] CAEN. *WaveDump User Manual Revision n. 6*, 2012.
- [CAE13] CAEN. *Mod. N6724 4 Channel 14bit - 100MS/s Digitizer Manual Revision n. 7*, 2013.
- [Can11] Canberra. *Considerations for Choosing an Alpha Spectroscopy PIPS Detector*, 2011.
- [Eks04] L. Ekström und R. Firestone. *WWW Table of Radioactive Isotopes, database version 2/28/99 from URL <http://ie.lbl.gov/toi/index.htm>* (2004).
- [Fog12] G. L. Fogli, E. Lisi *et al.*. *Global analysis of neutrino masses, mixings, and phases: Entering the era of leptonic CP violation searches*. Physical Review D 86(2012) 013012.
- [Fri44] O. Frisch. British Atomic Energy Report No. 49 (1944).
- [Gö12] A. Göök, F.-J. Hambsch, A. Oberstedt und S. Oberstedt. *Application of the Shockley–Ramo theorem on the grid inefficiency of Frisch grid ionization chambers*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 664(2012) 289.
- [Ham12] F.-J. Hambsch, A. Al-Adili, R. Bencardino, S. Oberstedt und S. Pomp. *Ambiguities in the grid-inefficiency correction for Frisch-Grid Ionization Chambers*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 673(2012) 116.

- [Har12] J. Hartnell und die SNO+ Kollaboration. *Neutrinoless Double Beta Decay with SNO+*. Journal of Physics: Conference Series 375(2012) 042015.
- [Hö78] H. Hötzel und R. Winkler. *Eine Großflächen-Gitterionisationkammer mit hohem Auflösungsvermögen zur Messung von Alphastrahlern in Proben mit niedriger spezifischer Aktivität*. Tech. Rep., GSF-Bericht, Neuherberg, 1978.
- [Kno00] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. Wiley, New York, 2000.
- [Kos09] K. Kossert, G. Jörg, O. Nähle und C. L. v. Gostomski. *High-precision measurement of the half-life of ^{147}Sm* . Applied Radiation and Isotopes 67(2009) 1702.
- [Lut07] G. Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors / Device Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2007.
- [Neb99] C. Nebelung und Nietsche, H. *Stillegung und Rückbau: Direktmessung alpha-aktiver Nuklide in Bauschutt zur Freigabeentscheidung*. Tech. Rep., Forschungszentrum Rossendorf e.V., 1999.
- [Sau77] F. Sauli. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*. European Organization for Nuclear Research, Geneva, 1977.
- [Sho38] W. Shockley. *Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge*. Journal of Applied Physics 9(1938) 635.
- [Son01] A. Sonzogni. *Experimental data on ground- and excited-state properties for all nuclei with mass number $A=144$ have been compiled and evaluated. States populated in radioactive decay as well as in nuclear reactions have been considered. For these nuclei, level and decay schemes have been built, as well as tables of nuclear properties. This work supersedes the 1989 evaluation by J.K. Tuli (1989Tu02). Manuscripts published before December 2000 have been included in this work*. Nuclear Data Sheets 93(2001) 599.
- [Spi03] H. Spieler. *Front-End Electronics and Signal Processing*. AIP Conference Proceedings 674(2003) 76.
- [Vas13] A. Vascon *et al.*. *The performance of thin layers produced by molecular plating as alpha-particle sources*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 721(2013) 35.
- [Wei71] L. Weise. *Statistische Auswertung von Kernstrahlungsmessungen*. Oldenbourg, München/Wien, 1971.
- [Zie10] J. F. Ziegler, M. Ziegler und J. Biersack. *SRIM – The stopping and range of ions in matter*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 268(2010) 1818.
- [Zub01] K. Zuber. *COBRA double beta decay searches using CdTe detectors*. Physics Letters B 519(2001) 1.

- [Zub10] K. Zuber *et al.*. *COBRA - LNGS Annual Report* (2010).
URL http://www.lngs.infn.it/lngs_infn/contents/lngs_en/research/experiments_scientific_info/library_publications/preprint_reports/report2010.htm
- [Zub12] K. Zuber. *Double beta decay experiments*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 39(2012) 124009.

Danksagung

Ganz besonders möchte ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Kai Zuber für das Angebot danken, dieses Thema bei ihm bearbeiten zu dürfen. Außerdem danke ich ihm für die Betreuung über die ganze Zeit hinweg.

An dieser Stelle sei auch die Arbeit von Alessio Vascon der Radiochemie der Johannes Gutenberg-Universität Mainz erwähnt. Ohne die Bereitstellung der Targets hätten viele der Messungen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden können.

Ich möchte all denen danken, die mich bei der konzeptionellen und technischen Realisierung der Gitterionisationskammer unterstützt haben. Dies sind ganz konkret (in alphabetischer Reihenfolge) Andreas Hartmann, Jürgen Henniger, Arnd Junghans und Manfred Sobiella, aber auch andere mehr.

Für die aktive aber auch passive Motivation diese Arbeit zu einem befriedigendem Ende zu führen und für die Hilfe beim Anfertigen der Arbeit danke ich Detlev Degering, Daniel Gehre, Felix Pfeifer, Oscar Reinecke, Madlyn Sauer, Isabel Bode und allen anderen Kollegen und Freunden, die an dieser Stelle nicht aufgeführt werden sollen, aber trotzdem gemeint sind.

Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die Dissertation wurde an der Technischen Universität Dresden unter der Betreuung von Prof. Dr. Kai Zuber angefertigt.

Es wurden zuvor keine Promotionsvorhaben unternommen.

Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der TU Dresden vom 23.02.2011 an.

Dresden, den 26.09.2013

Felix Krüger